

Szimulációs és rekonstrukciós eljárások örvényáramú,
roncsolásmentes anyagvizsgálathoz

MTA doktori értekezés

Pávó József

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem,
Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék
Budapest, 2008.

Tartalomjegyzék

Rövidítések jegyzéke	v
1. Bevezetés	1
1.1. Roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerek	1
1.2. Az örvényáramú anyagvizsgálati módszer	2
1.2.1. Működési elv	2
1.2.2. Néhány további lehetséges örvényáramú vizsgálófej elrendezés	3
1.2.3. Az örvényáramú anyagvizsgálat ipari alkalmazása	4
1.3. Az örvényáramú anyagvizsgálat kutatási irányai és céljai	5
1.3.1. Kutatóhelyek és konferenciák	5
1.3.2. Kvantitatív örvényáramú anyagvizsgálat	6
1.3.3. Anyaghiba-rekonstrukció	6
1.3.4. Az örvényáramú anyagvizsgáló mérés tervezése	8
1.3.5. Az örvényáramú anyagvizsgálat numerikus szimulációja	8
1.4. Irodalmi áttekintés	9
1.4.1. Az értekezés témájához szorosan kapcsolódó publikációk	10
1.4.2. Az értekezés eredményeit tartalmazó saját publikációk	13
1.5. Az eredmények hasznosulása	16
1.6. Az értekezés további részének felépítése	18
2. Az értekezésben felhasznált összefüggések	19
2.1. A térfogati anyaghiba válaszjelének szimulációja	19
2.1.1. A térfogati anyaghibát leíró integrálegyenlet	19
2.1.2. A térfogati anyaghiba örvényáramú válaszjelének számítása	22
2.2. A felületszerű repedés válaszjelének szimulációja	24
2.2.1. A felületszerű repedést leíró integrálegyenlet	24
2.2.2. A felületszerű repedés örvényáramú válaszjelének számítása	26
2.3. Adott áramdipólus-sűrűség elektromágneses tere	27
2.3.1. Az elektromágneses tér térbeli Fourier-transzformáltja	27
2.3.2. Lemez belsejében folyó felületi áram tere	30
2.3.3. Adott áramdipólus-sűrűség tere	33
2.3.4. Felületi áramdipólus-sűrűség tere	34
3. A felületszerű repedés válaszjelének szimulációja	37
3.1. A felületszerű repedést leíró integrálegyenlet megoldása	37
3.1.1. Az integrálegyenlet alakja az adott geometriánál	38
3.1.2. Az integrálegyenlet diszkretizálása	38
3.1.3. A Közelítő és a tesztelő függvények megválasztása	39
3.1.4. Az együtthatómátrix elemeinek kiszámítása	41
3.1.5. A szakaszonként lineáris közelítés használata	42
3.1.6. A globális közelítésen alapuló megoldás értékelése	43
3.2. Numerikus példák és az eredmények értékelése	44

3.2.1.	A tesztfeladatok bemutatása	44
3.2.2.	A tesztfeladatok megoldásának eredményei	45
3.2.3.	A globális és a szakaszonkénti lineáris közelítéssel kapott eredmények összevetése	48
3.2.4.	Összevetés egyéb szimulációs módszerrel kapott eredményekkel	48
3.3.	Moduláris számítási környezet anyaghiba válaszelének szimulációjára	49
3.3.1.	A moduláris számítási környezet vázlata	50
3.3.2.	ECT válaszel szimulációjának egy megvalósítása	51
3.4.	ECT szenzor kalibrációja inhomogén térben	53
3.4.1.	Mágneses tér mérése az örvényáramú anyagvizsgálatban	54
3.4.2.	A szenzor kalibrációjának menete	55
3.5.	Összegzés	59
4.	Felületszerű anyaghiba modellek	61
4.1.	Többszörös repedések válaszelének számítása	61
4.1.1.	A megoldandó integrálegyenlet	62
4.1.2.	A numerikus megvalósítás	63
4.1.3.	Numerikus példák és az eredmények értékelése	64
4.1.4.	Anyaghiba-csoport rekonstrukciója	68
4.2.	Lerakódás válaszelének számítása	70
4.2.1.	A vékony lerakódás matematikai modellje	70
4.2.2.	A válaszel számítása	73
4.2.3.	Lemez alakú munkadarab felületén található lerakódás analízise	74
4.2.4.	Numerikus példák	78
4.3.	Repedés és lerakódás együttes válaszelének számítása	79
4.3.1.	A számítások alapjául szolgáló modell	80
4.3.2.	A válaszel számítása	81
4.3.3.	Az integrálegyenletek egyszerűsítése	83
4.3.4.	Numerikus példák	84
4.4.	Összegzés	86
5.	Anyaghiba rekonstrukcióra használható optimális adatbázis	87
5.1.	Az optimális adatbázis	87
5.1.1.	Az inverz probléma diszkretizálása	88
5.1.2.	Az optimális adatbázis megalkotása	89
5.1.3.	A módszer értékelése	91
5.2.	Demonstrációs példa optimális adatbázisra és annak felhasználására	92
5.3.	Összegzés és az optimális adatbázis további felhasználásai	95
6.	Az értekezés eredményeinek téziszerű összefoglalása	97
	Köszönetnyilvánítás	99
	Függelék	101
F.1.	A megoldás hibájának becslése a felületszerű repedés válaszelének, globális közelítő függvényekkel történő szimulációja esetében	101
F.1.1.	Az ECT válaszel hibájának mérőszámai	101
F.1.2.	Az együttthatók viselkedése	102
F.1.3.	A hibabecslő algoritmus vázlata	102
F.1.4.	Numerikus példák	104
F.2.	Lerakódás jelének szimulációja impulzus üzemi ECT mérésnél	106
F.2.1.	A számítások menete	106
F.2.2.	Numerikus példa	107
	Hivatkozások	109

Rövidítések jegyzéke

CEA :	Commissariat à l'Énergie Atomique, Franciaország [1]
CIVA :	A CEA által a roncsolásmentes anyagvizsgálat szimulációjára gyártott szotver [2]
ECT :	Örvényáramú roncsolásmentes anyagvizsgálat (Eddy Current Testing)
EDM repedés :	Szikkraforgácsolással (Electric Discharge Machining) készített repedés
ENDE :	International Workshop on Electromagnetic Nondestructive Evaluation (pl.: [3, 4, 5])
ID :	A munkadarabban, a vizsgálófej oldalán lévő anyaghiba (Inner Defect)
JSAEM :	Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics, Japán [6]
LGEP :	Laboratoire de Génie Electrique de Paris, Franciaország [7]
LSS-SUPÉLEC :	Laboratoire des Signaux et Systèmes, L'École Supérieure d'Électricité, Franciaország [8]
MTA-MFA :	MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet [9]
NEL :	Nuclear Engineering Ltd., Japán
OD :	A munkadarabban, a vizsgálófejjel ellentétes oldalon lévő anyaghiba (Outer Defect)
SNECMA :	Franciaországi repülőgép-hajtómű gyártó [10]
SUPÉLEC :	L'École Supérieure d'Électricité, Franciaország [11]

1. fejezet

Bevezetés

Ebben a fejezetben röviden vázolom az örvényáramú anyagvizsgálat helyét és szerepét. Célom, hogy a kifejtésre kerülő eredmények jelen bevezető alapján elhelyezhetők legyenek a tudományterület és az ipari alkalmazások rendszerében. A rendelkezésre álló keretek miatt azonban nem célom az örvényáramú anyagvizsgálat átfogó, minden részletre kiterjedő áttekintését adni. A bevezetés és irodalmi összefoglaló után szólok az értekezésben tárgyalt saját eredmények hasznosulásáról.

1.1. Roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerek

Az iparban és a mindennapi életben használt eszközök szerkezetének sérülése nagy problémákat, néha katasztrófákat okozhat. Komoly gond a világban az is, hogy a tervezett üzemidejüket letöltő, de még funkcionáló szerkezetek lebontásával jelentősen növekszik a Föld – sokszor igen veszélyes – hulladékkal történő megterhelése.

Példaként megemlíthetjük a nukleáris erőműveket. Az ezekben lévő szerkezeti anyagok egy része rendkívül nagy igénybevételnek van kitéve, és egy nukleáris erőmű meghibásodása katasztrófát is okozhat. A világon ma üzemelő nukleáris erőművek jelentős részének tervezett élettartama lejárt, vagy le fog járni a közeli jövőben. Ezen erőművek biztonságos további üzemeltetése nagyban javítana a nukleáris környezetszennyezés helyzetén. Egy másik, gyakran emlegetett példa a repülés és az űrkutatás. Itt a felhasznált anyag mennyiségének minimalizálása a cél úgy, hogy a legnagyobb biztonsági követelményeknek is megfeleljen az adott szerkezet.

Mindkét esetben a megkívánt biztonság csak akkor tartható fenn, ha üzemszünetekben (esetenként még az üzem alatt is) rendszeresen ellenőrzik a kritikus szerkezetek hibamentességét, hogy a kezdődő anyaghibákat észlelve az üzembentartó az adott elemet megjavíthassa vagy kicserélhesse. Az ilyen vizsgálatok előnyösen végezhetők valamely roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerrel. E módszerek fejlesztése egyrészt növeli az üzembiztonságot, másrészt alkalmat ad olyan mérnöki megoldások használatára, amelyek rendszeres ellenőrzés hiányában nem lennének üzemeltethetők megfelelő biztonsággal.

További példaként említhetjük a hidak vasszerkezetének vizsgálatát, a turbina lapátok tesztelését, a motorblokk öntvények ellenőrzését, a nagy igénybevételnek kitett fogaskerekek minősítését, stb. A példák sorából kimaradt az orvosi diagnosztika, mint a roncsolásmentes „anyagvizsgálat” egyik nagyon fontos ága, mivel a dolgozatban tárgyalt anyagvizsgálati módszert itt nem alkalmazzák.

Számos, különböző elven működő roncsolásmentes anyagvizsgálati módszert ismerünk. Az értekezés témája az elektromágneses jelenségen alapuló módszerek közül az örvényáramú anyagvizsgálati módszer. Egyéb elektromágneses jelenségen alapul még a szórt fluxus mérésére támaszkodó mágneses módszer, az egyenáram által gerjesztett mágneses tér mérésen alapuló eljárás stb. [12, 13, 14]. Ide sorolhatók még a tisztán mágneses jelenségen nyugvó Barkhausen-zaj mérésen alapuló anyagvizsgálati módszerek is (pl.: [15, 16]).

Nagy gyakorlati jelentőségük miatt – az elektromágneses jelenségen alapuló vizsgálati módszereken kívül – meg kell említeni a más fizikai elven működő módszerek közül a röntgen és az ultrahangos

vizsgálati módszereket. Megjegyezzük, hogy adott munkadarab vizsgálatára alkalmas, egyes módszerek általában kiegészítik egymást annyiban, hogy a vizsgált anyag más-más fizikai paraméterére érzékenyek. Ebből adódóan különböző módszerek alkalmazásával különféle információ nyerhető az adott szerkezeti anyagról. A megszerzett információk összessége pedig segíthet abban, hogy – az adott anyagszerkezeti változás pontos leírása alapján – el lehessen dönteni: az adott szerkezeti változás milyen veszélyeket rejt magában a szerkezet biztonságos üzemeltetése szempontjából.

Az örvényáramú anyagvizsgálati módszer elsősorban az anyag egy homogénnek tekinthető darabjában – anyaghiba következtében kialakuló – a vezetőképesség és a mágneses permeabilitás megváltozásának mérésére alkalmas eljárás. A vezetőképesség változásának detektálása az örvényáramú módszer jelentősebb alkalmazási területe, mivel az anyag mágneses tulajdonságainak megváltozása az esetek legnagyobb részében hatékonyabban vizsgálható szórt fluxus vagy egyéb, tisztán mágneses jelenség mérésén alapuló módszerekkel (pl.: [15, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]). Következésképpen a leggyakoribb felhasználása az örvényáramú módszernek az ún. *nem mágneses* anyagok vizsgálata (nem mágnesesnek azt az anyagot nevezzük, amelyek relatív permeabilitása jó közelítéssel egynek tekinthető, a többi anyagot *mágneses* anyagnak nevezzük). Nem mágneses például a legtöbb rozsdamentes acél (nagy vegyi igénybevételnek kitett anyagok) vagy a különböző alumínium ötvözetek (pl. a repülésben használt anyagok). A felsorolt anyagok vizsgálata – éppen azok kritikus helyen történő alkalmazásuk miatt – nagy jelentőségű. Vezetőképesség-változás mérésével deríthetők fel a különböző típusú lokális anyagdegradációk, repedések, zárványok, vagy éppen az anyagvastagság változása is.

Az örvényáramú vizsgálat olyan módszer, amikor a vizsgáló fej nem kerül közvetlen érintkezésbe a vizsgált munkadarabbal, így a mérés kivitelezése – összevetve például az ultrahangos vizsgálattal – aránylag egyszerű. Ultrahangos vizsgálatoknál ugyanis sok esetben a kontaktus javítása érdekében még valamilyen közvetítő anyagot (pl.: vizet vagy speciális gélt) is fel kell vinni a vizsgált munkadarab felületére.

Az örvényáramú vizsgálat különösen jól alkalmazható a felületen lévő, illetve az ebből kiinduló repedések detektálására. Ezek az anyaghibák nehezen mutathatók ki az – egyébként széles körben használt, jó eredményeket felmutató – ultrahangos vizsgálati módszerrel. Az örvényáramú anyagvizsgálati módszer figyelemreméltó előnye a felhasználó szemszögéből az, hogy maga a berendezés nem drága és üzemeltetése is olcsó, mivel nem igényel semmiféle segédanyagot (pl. filmet, közvetítő anyagot) vagy bármiféle olyan eszközt, amely a környezet megóvásához szükséges (pl. árnyékolás a röntgenes vizsgálatoknál).

1.2. Az örvényáramú anyagvizsgálati módszer

1.2.1. Működési elv

Örvényáramú anyagvizsgálati módszeren (rövidítése: ECT az angol *Eddy Current Testing* elnevezésből) a roncsolásmentes anyagvizsgálatoknak azt a csoportját értjük, amikor váltakozó áram segítségével keltünk örvényáramokat a vizsgált munkadarabban és az általuk keltett mágneses teret mérjük azért, hogy információt szerezzünk a munkadarab szerkezeti állapotáról. Az ECT csak vezető anyagok (főként fémek) vizsgálatára alkalmas, így a továbbiakban csak ilyen anyagokról lesz szó.

Az ECT egyik legegyszerűbb és egyben talán leggyakoribb megvalósítási formája az, amikor szinuszos árammal táplált, apró tekercset mozgatunk egy vizsgált *munkadarab* (a vizsgálandó tárgyat gyakran röviden munkadarabnak fogjuk nevezni) felületéhez közel, és ezen tekercs impedanciáját (a tekercs impedanciája alatt a tekercsben indukált feszültségnek a tekercs áramára normált értékét értjük) mérjük. A tekercsben folyó gerjesztő áram a munkadarabban induktív úton örvényáramokat kelt. A tekercset egy ismert útvonalon mozgatjuk a vizsgálandó munkadarab felületéhez közel és a mozgatás során meghatározott pontokban mérjük a tekercs impedanciáját. Feltételezzük továbbá, hogy előzetes mérések, számítások vagy bármely más úton ismert az anyaghiba nélküli munkadarab esetében a mérési pontokban az impedancia értéke. Ha valamilyen anyaghiba következtében kissé megváltozik a gerjesztett örvényáram-eloszlás, a tekercs impedanciája is változik. Ez a változás jel-

zi tehát az anyaghiba jelenlétét, és ezt a változást (egészen pontosan az aktuálisan vizsgált és a hibamentes munkadarabok esetében mérhető impedancia értékek különbségét) szoktuk *az anyaghiba válaszjelének* nevezni. Látható, hogy nem mindig elegendő csak az egymáshoz közeli mérési pontokban mérhető impedanciák közötti különbséget érzékelni, mivel ezek az értékek akkor is különböznek, ha az örvényáram eloszlás a munkadarab geometriájából (annak változásából) adódóan változik (például amikor a vizsgálófej a munkadarab széléhez közeledik). Az ECT méréseknél tehát meg kell tudni különböztetni a munkadarab geometriájának előre ismert változásából, illetve az anyaghibából adódó impedancia-változásokat. A leírt mérés egyik legnagyobb nehézsége, hogy a szokásos anyaghibákból adódó impedancia-változás a teljes impedancia 0,1 – 1 %-a körüli, így e megváltozás pontos mérése igen komoly mérés technikai feladat.

A tekercs mérete széles határok között változhat. A nagy tekercs alkalmazásának az az előnye, hogy a mért jel jel-zaj viszonya jó, hátránya; hogy a gerjesztettnek tekintett térrész nagy, és a detektált jel ezen aránylag nagy térrész állapotáról ad integrált jellegű információt. A kis tekercs előnye, hogy az aránylag kis gerjesztett térrész miatt kis térrészre vonatkoztatott információt szolgáltat, hátránya, hogy a jel általában sokkal zajosabb.

A gerjesztettnek tekintett térrész nagysága erősen függ a gerjesztő áram frekvenciájától is. Nagyobb frekvencia esetében kisebb a behatolási mélység, így az örvényáramok jobban koncentrálódnak, ezért aránylag jól lokalizálható a jel alapján az adott anyaghiba (ezt a tulajdonságot szokták úgy is kifejezni, hogy jobb a mérés térbeli felbontóképessége). A nagyobb frekvenciás gerjesztésnek még az is az előnye, hogy az adott anyaghibához tartozó impedancia-változás nagyobb. Ezek alapján azt gondolhatnánk, hogy az ECT méréseknél mindig a nagy frekvencia alkalmazása a cél. Ennek az elvnek ellentmond, hogy a detektálandó anyaghibához gyakran nem lehet a vizsgáló tekercset kellően közel vinni. Egy tipikus példa az, amikor egy lemez egyik oldala felett mozgatott tekercssel kívánunk olyan repedést detektálni, amely a lemez másik oldalán helyezkedik el. Ekkor olyan frekvenciát kell választani, amely biztosítja, hogy még a távol lévő repedés környéke is megfelelően gerjesztett legyen. Nagyobb frekvenciák alkalmazása tehát a felületi anyaghibák, kisebb frekvenciák használata pedig a mélységi hibák detektálásakor célszerű. Kompromisszumos megoldásként lemezek tesztelésekor úgy szokás megválasztani a frekvenciát, hogy a behatolási mélység összemérhető legyen a lemez vastagságával (természetesen amennyiben csak a tekercs oldalán található anyaghibák detektálása a cél, nagyobb frekvencia alkalmazása ajánlott). A frekvencia növelése ellen szól az, hogy nagy frekvencián kezd jelentőssé (egészen nagy frekvenciánál pedig dominánssá) válni a tekercs parazita kapacitásának hatása, amely a parazita kapacitás nagyságának bizonytalanságából adódóan megbízhatatlanná teszi a mérést. Ennek következtében kisebb méretű tekercseknél az alkalmazható legnagyobb frekvencia kisebb, mint a nagyoknál.

Az ECT mérőtekercset általában szinuszos árammal szokták gerjesztetni, de vannak olyan esetek is, amikor az elektromágneses teret adott időfüggésű áramimpulzussal hozzák létre. Ilyenkor ún. *impulzusüzemű örvényáramú anyagvizsgálatról* beszélünk. Az impulzusüzemű ECT esetében általában a mérőtekercs feszültségének időfüggvényét szokták a mérés eredményének tekinteni. Az ilyen típusú mérés előnye, hogy az elvileg a gerjesztő jel teljes spektrumába eső összes frekvencián végzett szinuszos gerjesztésekre adott válaszokban foglalt információt tartalmazza, hátránya; hogy ez az információ sokkal zajosabb, mintha szinuszos mérést végeznénk az adott frekvenciaspektrum pontjaiban. Gyakran úgy oldják meg az ECT mérést, hogy több, különböző frekvenciájú szinuszos jel szuperpozíciójával gerjesztik a vizsgálandó munkadarabot, a választ pedig az adott frekvenciák szerint szeparálják. Így – lineáris elektromágneses karakterisztikájú anyagokat figyelembe véve – gyakorlatilag több szinuszos mérést végeznek egy időben. Elvileg tehát csak a szinuszos gerjesztésű, illetve az impulzusüzemű ECT-t érdemes megkülönböztetni. A jelző nélküli ECT kifejezés általában a szinuszos gerjesztésű ECT-t takarja.

1.2.2. Néhány további lehetséges örvényáramú vizsgálófej elrendezés

Az előzőekben leírt mérésben a tekercs (mérőtekercs) egyszerre tölti be a teret gerjesztő elem és az örvényáram-eloszlás perturbációját mérő detektor szerepét. Gyakori az olyan mérési elrendezés is, amelyben ezek a szerepek szétválnak, vagyis külön elem szolgál az örvényáramok gerjesztésére

(ezt *gerjesztő* elemnek, vagy ha az egy tekercs, akkor gerjesztő tekercsnek nevezik) és a gerjesztett tér mérésére (ezt *detektornak* szokták nevezni). A gerjesztő és a mérő elem (elemek) összességét szokták ECT *vizsgálófejnek* (mérőfejnek, vagy egyszerűen csak fejnek) hívni. Az előző pontban szereplő tekercs tehát a mérőfej, amely egyszersmind a gerjesztő és detektor elem is egyben.

Sok ECT fejben különálló tekercsek töltik be a gerjesztő és detektor szerepét. A gerjesztő elemet gyakran szokták *adónak*, míg a detektort *vevőnek* hívni. Megfelelő elektronika alkalmazásával a munkadarab pásztázása során az egyes tekercsek akár szerepet is cserélhetnek a fejben. Gyakran néhány, vagy akár számos tekercsből álló mátrix alkotja az ECT fejet (pl.: [27, 28, 29, 30, 31]). Ilyenkor a mátrix egyes tekercsei adóként működnek, mások pedig vevőként, néha két vevő tekercs jelének különbsége szolgáltatja a mért válaszjelet. Előfordul olyan eset is, amikor a tekercsmátrix mellett még egy különálló – általában a mátrixban lévő tekercseknél jelentősen nagyobb – tekercs is található, amely a gerjesztő tekercs feladatát látja el (pl.: [27, 32]). A tekercs mátrixok állhatnak parányi mikro-tekercsekből is, amelyeket valamilyen litográfiai eljárással hoznak létre egy flexibilis vagy merev hordozón. Néha a tekercsek nem légmagosak, hanem valamilyen ferromágneses magot tartalmaznak azért, hogy nagyobb és térben jobban koncentrált örvényáramú teret hozzanak létre a vizsgálandó munkadarabban (pl.: [33]).

Az ECT vizsgálófejek egy másik csoportjában az örvényáramú teret nem induktív módon, hanem valamely más elven működő szenzorral mérik. Gyakran használnak ún. „giant magnetoresistance” (GMR) (pl.: [34]), Fluxgate (pl.: [35]), Fluxset (pl.: [36, 37, 38, 39]) vagy egyéb mágneses szenzorokat a mágneses tér mérésére. Az említett vizsgálófejekben alapvetően a szenzor nagysága és érzékenysége határozza meg a mérés tulajdonságait. Az örvényáramú tér keltésére ezekben az esetekben is általában tekercseket alkalmaznak. Előfordulhat az örvényáramok más módon történő gerjesztése is. Ilyen megoldás például az, amikor a váltakozó áramot fémes kontaktuson keresztül a vizsgált munkadarabba vezetik (pl.: [40]). Különösen kis mágneses tér mérésére szokásos az ún. „superconducting quantum interference devices” (SQUID) használata is (pl.: [35, 41]). Ennek a megoldásnak előnye a SQUID által biztosított rendkívül nagy érzékenység, amely azonban ipari környezetben legtöbbször nehezen használható ki, mivel az esetek legnagyobb részében végső soron a környezet mágneses zaja határolja be a mérés érzékenységét.

Az ECT méréseknél a detektor általában a gerjesztés közvetlen környezetében van. Használnak azonban olyan vizsgálófejeket is, amikor a detektor a gerjesztéstől aránylag távol helyezkedik el, ilyenkor ún. *távoltéri ECT*-ről beszélünk (pl.: [42]).

A megvalósított ECT vizsgálófejek nagyon nagy változatosságot mutatnak. A fenti áttekintés – a teljesség igénye nélkül – csak a leggyakrabban előforduló típusokat említette meg, egy-egy irodalmi hivatkozást hozva példaképpen. Az alkalmazott fej típusát általában az határozza meg, hogy milyen típusú munkadarabban, milyen jellegű elváltozást, milyen pontossággal szándékoznak detektálni a mérés során. A megfelelő fej kiválasztása, illetve megtervezése nagyon összetett mérnöki feladat, amely algoritmikus módon jelenleg nincs megoldva.

1.2.3. Az örvényáramú anyagvizsgálat ipari alkalmazása

Az ECT egyik klasszikus alkalmazása az atomerőművek hőcserélőinek vizsgálata. Ezeknek a hőcserélőknek leggyakoribb típusánál a szerkezet rendszeresen vizsgálandó része lényegében egy 1,27 mm falvastagságú, 22,2 mm külső átmérőjű, rozsdamentes acél csővezetékrendszer. A vizsgálat során a vizsgálófejet a cső belsejében végigtolják (típustól függően a fej tengely irányú vagy a cső belső palástja menti spirális mozgást végez), és a fej pozíciója függvényében feljegyzik a vizsgáló tekercs impedancia-változását (röviden: a vizsgálófej jelét). Az impedancia-változás helygörbét ábrázolják a komplex számsíkon azon fejpozíció-tartományokban, ahol egy meghatározott zajszintnél magasabb értékeket mértek. Az így kapott görbét általában két független, vizsgáló személy elemzi és értékeli. Ezen értékelések alapján döntenek arról, hogy valóban repedést detektált-e a vizsgálófej. Amennyiben repedés jelenlétének gyanúja áll fenn, az adott csőszakaszt kiiktatják a rendszerből.

A vizsgáló személyek az alapján értékelik a görbét, hogy ismerik a felhasznált vizsgálófej által pásztázott olyan csőszakaszok jelét, amelyek referencia-repedésekkel vannak ellátva. A referencia-repedések válaszelének feljegyzését a vizsgálófej *kalibrációjának* nevezik. A referencia-repedéseket

általában szikraforgácsolással alakítják adott méretűre és alakúra. A szikraforgácsolással előállított repedéseket *EDM repedésnek* hívják (a rövidítés az angol *Electric Discharge Machining* kifejezésből ered). Az EDM repedések természetesen csak részben hasonlítanak a valódi repedésekre, mivel szikraforgácsolással általában 0,1 – 0,3 mm vastagságú, adott alakú anyaghíányt lehet előállítani. Manapság már mód van olyan mesterséges repedések előállítására is, amelyek jobban hasonlítanak a valódiakra annyiban, hogy vékonyabbak, és teljesen szabálytalan módon és helyeken össze is ér a repedés két felülete. Az ilyen repedés tehát nem anyaghíányt jelent, hanem a vezetőképesség egy általánosabb megváltozását.

Az ECT egyéb ipari alkalmazásai hasonlítanak az imént leírt hőcserélő vizsgálatéhoz. Az egyes alkalmazások során adott munkadarab ismert típusú anyaghibáinak felderítése a cél. Gyakran elegendő csak az anyaghiba detektálása, tehát elegendő csupán azt észrevenni, hogy a vizsgálófej jele eltér-e a hibamentes munkadarab által keltett jeltől. Néha az eltérés alapján a hiba nagyságára is kívánnak következtetni azáltal, hogy a vizsgálófej jelét összevetik bizonyos referencia-anyaghibák jelével. Elmondható, hogy a vizsgálófej jelét az esetek legnagyobb hányadában manapság csak kvalitatív módon értékelik [43]. Természetesen elvétve található olyan ipari alkalmazás is, amikor a vizsgálófej jelét kifinomultabb módszerekkel értékelik. Az iparág fejlődésével az ilyen alkalmazások száma jelentősen nőni fog.

1.3. Az örvényáramú anyagvizsgálat kutatási irányai és céljai

1.3.1. Kutatóhelyek és konferenciák

A szakemberek a roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerek alkalmazásának folyamatos és egyre gyorsuló elterjedésére számítanak. Ennek megfelelően az idevágó kutatások is igen jelentősek. Neves kutatóintézetek osztályai foglalkoznak a témával, sőt vannak világszerte elismert kutatóintézetek, amelyek kizárólag roncsolásmentes anyagvizsgálattal foglalkoznak. Talán a világ két legjelentősebb ilyen intézete az amerikai *Center for Nondestructive Evaluation, Iowa State University, Ames* és a német *Fraunhofer Institut Zerstörungsfreie Prüfverfahren, Saarbrücken*.

A jelentős kutatóhelyeken felül szinte minden országnak van a roncsolásmentes anyagvizsgálattal foglalkozó szakembereket (ipari felhasználókat és kutatókat) tömörítő szakmai szervezete, amelyek rendszeresen szerveznek találkozókat és adnak ki szakmai folyóiratokat. A megfelelő magyarországi szervezet a *Magyar Roncsolásmentes Anyagvizsgálati Szövetség*, aminek szakmai folyóirata az *Anyagvizsgálók Lapja*. E szövetség rendszeresen megrendezi a *Roncsolásmentes Anyagvizsgáló Konferencia és Kiállítás* című összejevetelt.

A külön a témára szakosodott, jelentős, nemzetközi konferenciák közül kiemelkedik a *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, amelyet évente rendeznek meg az USA-ban, és a *European Conference on Nondestructive Testing*, amelyet négyévente tartanak Európában. Az értekezés témája szempontjából nagy jelentőségű az *International Workshop on Electromagnetic Nondestructive Evaluation (ENDE)* című konferencia, ezt évente rendezik meg a világ valamely városában (2000-ben hazánk adott otthont ennek a rendezvénynek). Ezen a – nem különösen nagy létszámú – találkozón rendszeresen részt vesznek azok, akik az elektromágneses elven működő roncsolásmentes anyagvizsgálat valamely ágával foglalkoznak és kutatásaik tárgya a vizsgálati módszerek modellezésén és szimuláción alapuló fejlesztése. Fontos témakör ezeken a konferenciákon a mérési adatok alapján történő *anyaghiba-rekonstrukció*. Az anyaghiba-rekonstrukció, az anyaghiba paramétereinek (mint például: vezetőképesség, permeabilitás, alak stb.) mérési eredmények alapján történő meghatározását jelenti. Az ENDE konferenciák előadásaiából írt cikkek gyűjteménye – lektorálás és szelekció után – megjelenik az *IOS Press* kiadó által gondozott *Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics* című sorozat köteteként. E könyveket a szűk szakma referenciaként használja és az ott megjelent írásokra gyakran hivatkoznak. A felsorolt konferenciákon és tudományos kiadványon kívül sok egyéb konferencia és folyóirat tárgyalja a roncsolásmentes anyagvizsgálat fejlesztésével kapcsolatos kutatási eredményeket. Mivel az egyes fejlesztések klasszikusnak mondható tudományágak témakörébe vágnak, így a publikációk is ennek megfelelő fórumokon nyernek nyilvánosságot. A teljesség igénye nélkül felsorolunk néhányat a legfontosabbnak tartott, a témához

kapcsolódó folyóiratok közül: *IEEE Transaction on Magnetism*, *NDT&E International*, *Journal of Nondestructive Evaluation*, *Journal of Applied Physics*, *Inverse Problems*, *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*.

1.3.2. Kvantitatív örvényáramú anyagvizsgálat

Manapság az iparban használatos ECT eljárásokat többnyire egy jól körülhatárolt anyagvizsgálati probléma megoldására fejlesztik ki. Egy adott ECT mérőrendszer által szolgáltatott mérési eredmény többnyire egy jel, amelyet az idő függvényében adnak meg. Ha ismert a fej munkadarab feletti mozgásának út-idő függése, akkor a mérési eredményt tekinthetjük a mérőrendszer által szolgáltatott jel helyfüggésének is. Az ECT mérőrendszerek gyártói többnyire nem közlik precízen, hogy pontosan milyen fizikai mennyiséget és milyen eljárás alapján mérnek. Ezek alapján leginkább csak az azonos munkadarabokban található különböző anyaghibák válaszjelének összevetésére (illetve a hibás és a hibamentes munkadarab jelének összevetésére) használható egy mérőrendszer. Így többnyire nincs mód arra, hogy különböző mérőrendszerek azonos munkadarabon felvett jelét össze lehessen vetni. Nehézséges továbbá az ilyen ECT mérőrendszerek jelének számítógépes szimulációja is.

Napjaink egyik legfontosabb fejlesztési iránya az ún. *kvantitatív ECT* kidolgozása és elterjesztése. A kvantitatív ECT a meglévő ECT módszerek olyan irányba történő továbbfejlesztését jelenti, amely során a mérések eredményét nem relatív, hanem a fizikában általánosan használatos egységekben adják meg. Az ilyen mérőrendszerek azzal az igénnyel készülnek, hogy azok jele számítógéppel szimulálható legyen a mérőrendszer, a vizsgálandó munkadarab, valamint az abban található anyaghiba ismeretében. Ez az igény csak akkor elégíthető ki, ha a mérőrendszer működési elvét és egyes elemeinek pontos adatait a gyártók megadják, és az adatok szigorú toleranciával megfelelnek a valóságnak. A kvantitatív ECT mérőrendszerekkel kapott mérési eredmények nem csak a kalibrációs mintákkal való kvalitatív összevetésre használhatók, hanem – bizonyos numerikus eljárások eredményeként – ennél sokkal pontosabb anyaghiba-rekonstrukciót is végre lehet velük hajtani. A kvantitatív ECT eljárásoknak további ismértve az, hogy mód van azon valószínűség szimuláció segítségével történő meghatározására, amely megmondja, hogy egy adott típusú anyaghibát mekkora valószínűséggel tud az adott anyagvizsgálati módszer felismerni. Ezt *felismerési valószínűségének* nevezik (rövidítése: POD az angol *Probability of Detection* kifejezésből).

Kvantitatív ECT alkalmazásával tehát lehetőség nyílik a mérés modellezésére, ennek következtében a mérési adatok felhasználhatók olyan rekonstrukciós eljárások bemeneteként, amelyek egy ismert anyaghiba és a mérőfej egymásrahatásának numerikus szimulációján alapulnak. A kvantitatív ECT további előnye, hogy lehetőség van adott munkadarabok tesztelésére alkalmas, speciális mérőfejek szimuláció segítségével történő kifejlesztésére, továbbá adott esetben a megtervezett vizsgálófej keresett anyaghibákra vonatkozó POD értékeinek meghatározása is megtehető. A kvantitatív ECT fejlesztésével kapcsolatos eredményeket tárgyaló fórum az ENDE konferenciasorozat.

1.3.3. Anyaghiba-rekonstrukció

Adott ECT mérés során detektált anyaghiba rekonstrukciója gyakran igen komplex feladat. Az *anyaghiba-rekonstrukció* maximális célja az, hogy az ECT mérés eredményei alapján pontosan meghatározzuk a vizsgált munkadarab anyagának azon paramétereit, amelyek megváltozására az adott mérési eljárás érzékeny. Esetünkben ez azt jelenti, hogy a vizsgált munkadarab ECT fejjel történő pásztázása alapján megmondjuk: mely térfogatokban milyen a munkadarab anyagának vezetőképessége és permeabilitása. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy ki tudjuk jelölni annak a térfogatnak a határait, ahol a vezetőképesség és a permeabilitás eltér a hibátlannak tekintett, ismert értékektől. Ezen eltérés lehet akár anyagdegradációnak, akár alakváltozásnak is a következménye.

Az említett maximális cél a gyakorlatban csak közelítőleg érhető el. Ennek oka elsősorban az, hogy az ECT mérés során kapott információ bizonytalan (emlékeztetünk arra, hogy a szokásos anyaghibák válaszjele nagyon kicsi, így azok csak nagy relatív bizonytalansággal mérhetők), másodsorban

pedig az, hogy az ECT mérés által szolgáltatott információ többnyire még zajtalan esetben sem lenne elegendő az anyaghiba egyértelmű rekonstrukciójához. Az anyaghiba-rekonstrukció matematikai értelemben *inverz probléma* [44], amelynek megoldása nem egyértelmű és igen „kiszámíthatatlan” mértékben függ a mérési adatoktól (pontosabban: Hadamard [45] definíciója szerint az inverz probléma *gyengén meghatározott*, angolul *ill posed*). Az inverz problémához rendelhető *direkt probléma* esetünkben az ismert ECT vizsgálófej által mért jel kiszámítása, amennyiben ismerjük a munkadarab és az anyaghiba összes szükséges paraméterét. Ezen direkt probléma egyértelműen megoldható, és a kiszámított jel az anyagparaméterek változásával „simán” változik (pontosabban: Hadamard definíciója szerint a direkt probléma *jól meghatározott*, angolul *well posed*).

A gyakorlatban az anyaghiba-rekonstrukció azt jelenti, hogy a hibát megpróbáljuk jellemezni néhány paraméterrel (geometriai és elektromágneses közegjellemző paraméterekkel), amelyek értékét keressük úgy, hogy kiválasztjuk azt az ismert paraméterekkel rendelkező anyaghibához tartozó (az esetek nagy hányadában szimulált) válaszjelet, amelyik a legjobban hasonlít a valóban mért ECT jelre. A vázolt eljárás több okból sem tekinthető a probléma egzakt megoldásának. Egyrészt nem biztosítja semmi, hogy az aktuális anyaghiba leírható az általunk választott paraméterekkel, másrészt a két válaszjel, különböző normákat választva, különböző módon „hasonlíthat” egymásra, így az eltérés minimalizálása sem egyértelmű.

Az inverz problémák megoldásánál – éppen azok gyengén meghatározottsága miatt – szükség van olyan, ún. *a priori* információkra, amelyek a megoldás bizonytalanságát csökkentik (ezen a priori információk segítségével matematikai értelemben *regularizáljuk* az inverz problémát). Ilyen a priori információ lehet például az, hogy ismerjük a keresett anyaghiba bizonyos tulajdonságait. Ezek az ismeretek segítenek abban, hogy olyan paraméterezést adjuk az anyaghibának, amely egyrészt kis számú paraméterből áll, másrészt viszont kielégítő pontossággal leírja a lehetséges konfigurációkat. A priori információnak számíthat az is, hogy milyen normában keressük az ECT válaszjelek hasonlóságát, illetve az is, hogy a mért jelet csak olyan válaszjellel hasonlítjuk össze, amely csak egy, a Maxwell egyenleteknek megoldásaként kapható elektromágneses térhez tartozik; más szóval csak olyan ECT válaszjelet feltételezünk, amely megoldása valamely létező direkt problémának.

Az anyaghiba-rekonstrukciós eljárások egyik csoportja jelfeldolgozási algoritmusok segítségével próbálja lokalizálni és rekonstruálni az anyaghibát. Ezek a módszerek általában gyorsak és aránylag egyszerűek, hátrányuk, hogy nem használják azt a lényeges a priori információt, amely szerint a kapott válaszjel egy direkt probléma zajos megoldásának tekinthető. Anyaghiba-rekonstrukciót lehet neurális hálózatok használatával is végezni, itt lényeges kérdés az, hogy miként történik a hálózat tanítása, hiszen általában nem áll rendelkezésre annyi mérés, amely elegendő lenne a betanításhoz. Többnyire igen nagy számú és a lehetséges anyaghibák halmazát lefedő referencia-anyaghibán történő mérésre lenne szükség egy neurális hálózat betanításához.

A rekonstrukciós eljárások másik csoportja direkt probléma megoldó eljárásokon alapul. Ilyen eljárásokban önkényesen választott paraméterekkel rendelkező anyaghiba válaszjelét számítják ki a direkt probléma megoldásaként. A számított jelet összevetik a mért jellel és valamely stratégia alapján úgy változtatják az anyaghiba paramétereket, hogy a számított jel a lehető legközelebb kerüljön a mérthez. A paraméterek megválasztásához valamilyen *optimalizációs stratégiát* használnak. Az eljárás hatékonyságát elsősorban a direkt probléma megoldására használt módszer hatékonysága és pontossága határozza meg. Ezen a szimuláción alapuló rekonstrukciós eljárások nagy előnye a fentebb említett jelfeldolgozáson vagy tanuláson alapuló eljárásokkal szemben, hogy a szimuláció révén igen sok a priori információt tudunk az inverz probléma megoldásánál figyelembe venni. Ilyen a priori információ az, hogy ismerjük a hibamentes munkadarab és a vizsgálófej geometriáját, valamint a fizikai jelenséget leíró törvényeket (ECT esetében a Maxwell-egyenleteket). A tanuláson alapuló inverziós eljárásokkal szemben tehát ezen a priori ismeretek megtanulására már nem kell erőforrásokat pazarolni. Igaz, ennek ára, hogy a direkt probléma rigorózus megoldása gyakran erőforrásigényes feladat.

A leírt anyaghiba-rekonstrukciós eljárásokon túl, kevés anyaghiba paraméter meghatározására elvégezhető kalibrációs görbék segítségével is. A módszer tipikusan egy vagy két paraméter meghatározására használatos. Az iparban gyakorlatilag csak ilyen, igen egyszerű rekonstrukciós eljárások

alkalmazása terjedt el manapság. Nagy előrelépésnek számít majd az, amikor a fentebb említett összetettebb rekonstrukciós eljárások valós ipari alkalmazására kerül sor. A pillanatnyilag tudományos kutatás szintjén álló eljárások alkalmazásának az a gátja, hogy – döntően a direkt probléma megoldásának időigényessége miatt – nagyon sokáig tart egy anyaghiba rekonstrukciója (ez különösen így van az optimalizáción alapuló eljárásoknál). Gyakran előfordul, hogy a rekonstrukció eredménye nem kielégítő vagy nagyban függ a mérési hibáktól (ilyen esetekben azt mondjuk, hogy a rekonstrukció nem kellően robusztus). Összefoglalva tehát azt mondhatjuk, hogy az anyaghiba-rekonstrukció igen nehéz probléma, amelynek megoldása manapság még szinte teljesen nyitott kutatási téma.

1.3.4. Az örvényáramú anyagvizsgáló mérés tervezése

Az ECT mérőberendezéseket általában egy adott típusú munkadarab vizsgálatához szokták kifejleszteni. Ebben a munkában nagy segítséget nyújthat az, ha ki tudjuk számítani egy adott vizsgálófej adott anyaghibát tartalmazó munkadarab feletti pásztázása eredményeként kialakuló ECT válaszjelet. Más szóval, nagy segítség, ha rendelkezésre áll egy olyan számítógépes program, amelynek használatával szimulálható a kifejlesztés alatt lévő ECT fej viselkedése meghatározott feltételek (pl. valamely anyaghiba) mellett. Ilyen számítási eljárás segítségével sok szempontból optimalizálható egy vizsgálófej. Ilyen szempontok lehetnek például a keresett típusú anyaghibára adódó válaszjel jel-zaj viszonyának növelése, vagy a válaszjel érzékenységeinek csökkentése a fej gyártásból, illetve a pásztázásból adódó pontatlanságokra.

Gyakran előfordul, hogy a már kifejlesztett és rendelkezésre álló ECT vizsgálófejek közül szeretnénk kiválasztani azt, amellyel egy felmerülő anyagvizsgálati problémát a legjobban lehet megoldani. Ebben a választásban is nagy segítségre van egy olyan módszer, amelynek használatával a kapcsolódó direkt problémát meg lehet oldani. A kapott megoldás helyettesítheti a megfelelő referencia-anyaghibák feletti pásztázás eredményét is, így nincs szükség az adott referencia-hibákkal ellátott munkadarabok – gyakran költséges és időigényes – előállítására és mérésére. A mérés üzembeállítása előtt néhány ellenőrző mérésre természetesen ebben az esetben is szükség van.

Manapság igényné kezd válni az, hogy a különleges igénybevételnek kitett kritikus alkatrészek (tipikusan repülőgép-hajtóművek alkatrészei) üzemeltetés során történő tesztelhetőségét már az alkatrész tervezési fázisában figyelembe vesszük. Ennek érdekében olyan alakú alkatrészeket terveznek, amelyek tesztelése megnyugtatóan megoldható majd az üzemeltetés során. Látható, hogy ekkor is a direkt probléma nagy pontosságú és könnyen kezelhető numerikus megoldására van szükség.

Az utóbbi időben kezd elterjedni a kritikus alkatrészek megbízhatóságának növelésére az a műszaki megoldás, amely során az adott alkatrész részeként, azzal egybeépítik az ECT vizsgálófejet (vagy bármely más eszközt), amely alkalmas az alkatrész meghibásodását üzem közben is észlelni. Nyilvánvaló, hogy az ilyen vizsgálófejeknek – az alkatrésszel történő együttes – megtervezésekor nélkülözhetetlen az ECT mérés szimulációja.

1.3.5. Az örvényáramú anyagvizsgálat numerikus szimulációja

A leírt fejlesztési irányokból kitűnik, kulcsszerepe van annak, hogy rendelkezésre álljon egy egyszerűen használható, numerikus szimulációra alkalmas számítógépes program. Ez jelenti az egyik sarokkővet az említett megoldandó kutatási feladatok eredményes elvégzésének. A felsorolt kutatási problémákon kívül természetesen más fontos megoldandó feladat is van az ECT fejlesztésével kapcsolatban. Ezek általában a méréstechnikához, a mérési adatgyűjtéshez és adatfeldolgozáshoz kapcsolódnak. Mindezen problémákat azért nem tárgyaltuk, mert nem tartoznak szorosan az értekezés témájához, valamint azért is helyeztük a hangsúlyt a szimulációhoz kapcsolódó fejlesztési irányokra, mert a szakemberek a szimuláció elterjedtebb alkalmazásától várnak egyfajta áttörést az ECT fejlődésében.

A ECT szimulációjával kapcsolatos numerikus elektromágneses térszámítási probléma első ránézésre örvényáramú problémának tűnik. Ilyen problémák megoldására a felhasználók rendelkezésre áll néhány programcsomag. Ezek – módosítás nélküli – alkalmazása azonban nem feltétlenül célra-

vezető, mivel az ECT szimulációja sok szempontból speciális, amelynek kielégítő megoldása nem várható el az általános térszámítási programcsomagoktól. Ez az oka annak, hogy fontosak még ma is a modellezéssel és szimulációval kapcsolatos kutatások.

Egy ECT elrendezés analízisében az okozza az alapvető nehézséget, hogy két egymástól – gyakran nagyságrendekkel – eltérő geometriai mérettel rendelkező objektum környezetében kialakuló elektromágneses teret kell analizálni. Az egyik objektum a vizsgálófej, amely 10 mm-es nagyságrendben van, a másik az anyaghiba, amelynek vastagsága (pl. egy repedés esetében) mindössze 10 μm -es nagyságrendű is lehet. Egyes módszerek alkalmazásánál további nehézséget okozhat az a tény, hogy az anyagparaméter változása is drasztikus lehet nagyon rövid szakaszokon belül (ha egy repedést tekintünk, akkor az anyag vezetőképessége a jó vezetőétől a vákuum nulla vezetőképességére változik ugrásszerűen). A felsoroltak miatt az ECT numerikus szimulációja nem egy szokványos térszámítási feladat, így a szokásos módszerek (pl. végeselem módszer) többnyire csak különösen nagy számítási igény mellett tudják megoldani a kitűzött problémát. Ez pedig elfogadhatatlan, mivel az ECT-hez kapcsolódó feladatok megoldására használt módszerektől megköveteljük a *nagy pontosságot* és a *gyorsaságot*, egyébként ezek nem lennének alkalmasak a kitűzött célok, például anyaghiba-rekonstrukció vagy vizsgálófej-optimalizáció elvégzésére.

A kívánt pontosság és gyorsaság elérése érdekében a speciálisan ECT elrendezések analízisére használt eljárások alapvetően két szempontból térnek el az univerzális térszámítási eljárásoktól. Az egyik az, hogy olyan speciális anyaghiba modellek kerülnek felhasználásra bizonyos típusú anyaghibák leírására, amelyek megoldása kis számításigényű. Ilyen speciális anyaghiba modell például a felületszerű repedés modellje [46], amely a repedés nagyon vékony, nulla vezetőképességű tartományát egy megfelelően választott tulajdonságú matematikai felülettel modellezi. Az ilyen modellek – annak ellenére, hogy bizonyos elhanyagolásokkal élnek – gyakran pontosabb eredményt adnak a részletesebb modelleknél, mivel a részletesebb modellek nagy számítási igényből adódó numerikus hibája gyakran nagyobb az egyszerűsített modell modellezési hibájánál. A megoldási módszer javításának a másik útja a speciális numerikus eljárások alkalmazása. Ezek az eljárások nagy hatékonyságúak, de sokszor csak adott munkadarab geometria esetében használhatók. Az elmondottak alapján bátran mondhatjuk, hogy az ECT szimulációjára jól használható eljárások kidolgozása még ma is fontos kutatási téma.

Az ECT szimulációját felhasználó piac még olyan szempontból is speciális, hogy a felhasználók általában ritkán találkoznak közvetlenül az elektromágneses térhez kapcsolódó problémákkal, így számukra könnyen kezelhető szoftvert kell készíteni. Lényeges szempont az is, hogy a numerikus analízis ipari fejlesztői környezetben történő meghonosításának az időszakát éljük ma, ezért nagyon fontos, hogy a kifejlesztett szoftverek egyszerűen alkalmazhatók legyenek, és így a potenciális felhasználók szívesen alkalmazzák azokat.

Évekkel ezelőtt ambíciózus fejlesztés indult el a CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique, Franciaország [1]) nevű nagyhírű francia állami kutatóintézeti hálózatban egy roncsolásmentes anyagvizsgálat szimulációjára alkalmas programcsomag kifejlesztésére. A CIVA nevű programcsomagot [2] először ultrahangos vizsgálat szimulációjára fejlesztették ki, a későbbiekben ezt elkezdték kiépíteni ECT és röntgenes vizsgálatok analízisére is alkalmas modulokkal. Ma már az ECT-t is tartalmazó változat vásárolható meg a piacon. Ezzel a programmal a CEA az ipari felhasználások terén egyértelmű vezető szerepet ért el Európában és a világ más részein is. A CEA az említett programcsomag kifejlesztésén felül aktívan részt vesz egyéb, ECT-hez kapcsolódó kísérleti fejlesztésekben is (pl. vizsgálófej tervezése és gyártása).

1.4. Irodalmi áttekintés

Az alábbi irodalmi összefoglaló csak az értekezés témájához szorosan kötődő publikációkat tekinti át annak érdekében, hogy a tézisekben megfogalmazott eredményeket tartalmazó cikkeket könnyebben el lehessen helyezni a téma szakirodalmában. Először az értekezés témájához kapcsolódó, többnyire mások által írt irodalom kerül összefoglalásra, ezt követően pedig az értekezés eredményeihez kapcsolódó saját publikációk rövid áttekintése olvasható. A saját irodalmat összefoglaló rész célja az

értekezés témájával kapcsolatos publikációs tevékenység érzékeltetése. Az értekezés eredményeinek tézisszerű összefoglalása a 6. fejezetben, azok részletes kifejtése pedig a 3.–5. fejezetekben található.

Az 1.3.1. pontban említett gyűjteményes sorozatokban és folyóiratokban lényegében megtalálható a témához kapcsolódó irodalom. Ezekben felül megemlítendő a [47] publikáció, amely az elektromágneses jelenségen alapuló, roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerek szimulációját általánosan tárgyaló könyv. Áttekintő tanulmányként az ECT direkt problémáinak megoldási módszereit foglalja össze a [48] publikáció. Az inverz problémához kapcsolódó cikkekből szerkesztett néhány éve egy a témának szentelt, figyelemre méltó, speciális számot az *Inverse Problems* című folyóirat [49].

1.4.1. Az értekezés témájához szorosan kapcsolódó publikációk

Térfogati anyaghiba ECT válaszcélének szimulációja

A vizsgált munkadarabban elhelyezkedő hiba ECT válaszcélének szimulációjakor alapvetően két típusú anyaghiba modellt használnak a szakirodalomban. Az egyik az ún. *térfogati anyaghiba modell*. Az anyaghiba ekkor egy három-dimenziós tartomány. Ebben az esetben a tartományt kitöltő közeg vezetőképessége és permeabilitása eltér a környezetétől, azaz a munkadarab anyagparamétereinek nominális értékétől. Mivel a gyakorlatban előforduló ECT feladatoknál nem mágneses anyagok tesztelése a cél (lásd: 1.1. pont), így a szimulációs módszerek döntő hányada csak a vezetőképesség változását veszi figyelembe. A térfogati anyaghibák leggyakoribb típusánál az adott térfogatban levegő van, tehát ott anyaghiány mutatkozik. A térfogati anyaghiba modellt tipikusan nem elhanyagolható vastagságú repedések és zárványok modellezésére használják.

Egyszerű geometriájú munkadarabok esetében (pl. féltér, lemez vagy hengeres alakú munkadarabok) a térfogati anyaghiba egyik leggyakrabban és egyben legkorábban is használt matematikai modellje egy – az anyaghiba térfogatára felírt – integrálegyenlet [50, 51]. Az integrálegyenlet az adott munkadarab geometriájának megfelelő diadikus Green-függvény segítségével írható fel. A megfelelő Green-függvények bizonyos esetekben analitikusan is megadhatók [52, 53, 54]. A numerikus számítások során nehézséget okoz a Green-függvény szingularitása. Bizonyos feltételek teljesülésekor kielégítő eredményt szolgáltató közelítő megoldásokat is közöltek az irodalomban [55], ezek a megoldások azonban nem adnak megfelelő eredményt éppen abban az igen gyakran előforduló esetben, amikor egy keskeny, kis méretű anyaghiány ECT válaszcélének a meghatározása a cél. Speciális geometria esetében, amikor a probléma két-dimenziós feladatként fogalmazható meg (végtelen hosszú, négyzet keresztmetszetű repedés vezető féltérben, amely felett egy nagyon hosszú, párhuzamos vezetők által alkotott gerjesztő tekercs pásztázik), ismert az ECT válaszcélnek zárt alakban adott leírása [56].

Általánosabb munkadarab geometriák esetében szinte elkerülhetetlen az olyan számítási módszer alkalmazása, amelynek során a vizsgálandó munkadarabot egy végeselem háló segítségével osztják tartományokra. Általános célú végeselem programok alkalmazása esetén rendkívül nagy számítási kapacitás felhasználásával lehet csak elfogadható eredményt kapni [57]. Nagyon jó eredményre vezet viszont az a végeselem alapú megoldás, amely a gerjesztő tér és az anyaghiba jelenléte által létrejött tereket külön számítja ki, így az egyes terek kiszámításához mindig az optimális háló használható [58]. A térfogati anyaghiba ECT válaszcélének meghatározására közöltek egy más formalizmus felhasználásával, végeselem hálón közelítő számítási eljárást az [59] irodalomban. Az említett eljárás nagy előnye, hogy igen gyorsan ad pontos eredményt, ha a keresett alakú repedés alakjához hasonló repedés analízisének eredménye egy megelőző számítás eredményeként már rendelkezésre áll. Ezen tulajdonsága révén a módszer jól használható optimalizációs eljárás útján történő anyaghiba-rekonstrukcióra. Optimalizációs eljárásokhoz jól használható, végeselemes számításokon alapuló módszert közöltek a [60, 61] publikációkban is. Az eljárás gyorsaságát annak köszönheti, hogy az analízishez szükséges számítási munka jelentős részét előre elvégzi, így az optimalizáció során a különböző típusú anyaghibák válaszcélét gyorsan ki lehet számítani. Hasonló, előre kiszámított adatbázison alapuló eljárást mutattak be ferromágneses munkadarabban lévő repedés ECT válaszcélének kiszámítására a [62] irodalomban.

Felületszerű repedés ECT válaszelének szimulációja

A második, gyakran használt anyaghiba modell az ún. *felületszerű repedés modellje*. Ekkor azt feltételezzük, hogy az anyaghiány egyik kiterjedése (vastagsága) elhanyagolható a másik két dimenziójához képest. Ilyen esetekben az anyaghiba leírható egy felülettel, amely lehetőséget ad arra, hogy igen hatékony számítási eljárásokat használjunk a modell analíziséhez. Első ránézésre ez a modell – az anyaghiba speciális volta miatt – igen korlátozottan alkalmazható. A gyakorlat ennek ellenére azt mutatja, hogy a felületszerű repedés modell alapján számított válaszelek nagyon jó közelítést adják a mért ECT válaszeleknek az esetek jelentős hányadában. Így van ez a nagyon elterjedten használt EDM repedések esetében is, amikor a véges vastagságú anyaghiány válaszelét gyakran pontosabban szolgáltatja a felületszerű repedés modell, mint a térfogati anyaghiba modell. Ennek oka, hogy a pontosabb térfogati modell analízisekor elkövetett numerikus hibák nagyobbak a felületszerű modell modellezési hibájánál.

Egy korai munkában [63] az elhanyagolhatóan vékony repedés körül kialakuló örvényáramú tér tulajdonságait vizsgálták. A felületszerű repedés integrálegyenlettel megfogalmazott modelljét, valamint vezető féltérben lévő, a felületre merőleges repedés ECT válaszelének kiszámítását közölték a [64, 46] irodalmakban. A repedés felületére felírt integrálegyenlet megoldására a momentum módszert használták az ismeretlen függvények tartományonként állandó közelítése mellett. A felületszerű repedés numerikus analízise során a Green-függvény szingularitása a térfogati anyaghibánál említetté is komolyabb nehézséget okoz, mivel az integrálegyenlet nem egy három-dimenziós térfogatra, hanem csak egy két-dimenziós felületre vonatkozik. Az integrálegyenleten alapuló modellek közül a numerikus megoldás nehézségei ellenére is a felületszerű repedés általában gyorsabban analízálható, mint a térfogati anyaghiba. A mágneses vektorpotenciálon alapuló integrálegyenletes megfogalmazás [65] előnye, hogy az integrálegyenlet magjának szingularitása gyöngébb a térkomponensekre vonatkozó integrálegyenlet magjának szingularitásánál. A felületszerű repedés modelljének általánosítását közölték a [66] irodalomban. A leírt eredmények alapján lehetőség nyílik véges vezetőképeségű anyaggal kitöltött repedések analízisére is. A végelelemes hálón diszkretizált integrális formalizmuson alapuló módszer [67] előnye, hogy – a szerzők a térfogati anyaghibára kidolgozott eljárásához [59] hasonlóan – jól alkalmazható optimalizáción alapuló anyaghiba-rekonstrukcióra. A felületszerű repedés modelljének egyszerűsítésére, ennek következtében a számítások jelentős gyorsítására ad lehetőséget az a közelítő módszer, amely akkor használható, amikor a repedés mélysége sokkal nagyobb a behatolási mélységnél [68].

Munkadarab felületén található lerakódás ECT válaszelének szimulációja

Az irodalomban a fent említetteknel kisebb gyakorisággal előfordulnak még olyan anyaghiba modellek is, amelyek a vizsgált munkadarab felületére lerakódott szennyeződések (elektromosan vezető és/vagy ferromágneses szennyeződések) által generált ECT válaszelek számítását teszik lehetővé. Az ilyen típusú anyaghibáknak bizonyos gyakorlati esetben (pl. atomreaktor hőcserélőjének tesztelésekor) nagy jelentősége van.

A lerakódás hatására létrejött ECT válaszel analízisére kézenfekvő, de nem feltétlenül a legpontosabb eljárás, amikor a lerakódást a vizsgált munkadarabbal és a benne lévő anyaghibával együtt diszkretizálják egy végelelem hálón [69]. Sokkal megbízhatóbb módszert közöltek a probléma megoldására a [70] irodalomban. Itt egy másik végelelemes eljárás alapján alapuló formalizmus alkalmazásával és a lerakódásra speciálisan kidolgozott, impedancia típusú határfeltételen [71, 72] alapuló modell segítségével kaptak pontosabb eredményt. A szerzők hasonló módon tudtak hatékony módszert kidolgozni a vizsgált munkadarab közvetlen környezetében lévő nagy kiterjedésű, vezető anyagból készített tárgyaknak az ECT válaszel számításakor történő figyelembevételére [73].

A gerjesztő tekercs elektromágneses terének szimulációja

A legtöbb számítási eljáráshoz szükséges az ún. *beiktatott tér*, azaz a gerjesztő tekercs által a hibátlan tekintett munkadarabban létrehozott elektromágneses tér meghatározása. A probléma egy klasszikus megoldása [74] axiálisan szimmetrikus tekercsek terét adja meg analitikusan, lemez vagy

henger (a henger és a tekercs tengelye azonos) alakú munkadarabban. Hasonló megoldásokat közöltek véges függvény-sor formájában különböző alakú gerjesztő tekercsekre a [75, 76] irodalmakban. Analitikus kifejezések találhatók még abban az esetben is, amikor a gerjesztő tekercs tengelye nem merőleges a vizsgált féltér alakú munkadarabra [77]. Ez a megoldás például akkor lehet hasznos, amikor a mérőfej pozicionálási pontatlanságából adódó ECT jel perturbációját kívánjuk megbecsülni. Egy másik közleményben numerikus módszerek segítségével vizsgálták néhány tekercsből álló, mikro gerjesztő tekercsek elektromágneses terét, és határozták meg a tekercs koncentrált paraméterű helyettesítő képét [78].

A számítások verifikációjára szolgáló referencia-mérések

Az egyes anyaghibák szimulációinak eredményeit ún. referencia-mérésekkel szokták összehasonlítani annak érdekében, hogy a számítások helyességét igazolni lehessen. A leggyakrabban használt ilyen referencia-mérések leírása és a mérési eredmények a következő publikációkban találhatók: [79, 80, 81, 82, 83]. A közölt mérési eredmények nagy pontosságúak, és a mérés során különös figyelemmel voltak arra is, hogy a megadott impedancia-változásban a mérőfej parazita (kapacitív és tisztán rezisztív) értékeinek tulajdonítható ingadozást kompenzálják.

Eljárások anyaghiba-rekonstrukcióra

Az anyaghiba-rekonstrukciónak, azaz a fentebb tárgyalt direkt problémákhoz kapcsolódó inverz probléma megoldásának irodalma igen szerteágazó. Ennek oka az, hogy az anyaghiba-rekonstrukciós problémák megoldásakor – ahogyan arról az 1.3.3. pontban már szó esett – különös fontosságú az ún. a priori információk figyelembe vétele. Ezek az információk gyakran igen probléma-specifikusak, így nagyon sokféle különböző eljárás adódhat anyaghiba-rekonstrukcióra. Számos eljárás van, amelyet adott, gyakran igen speciális vizsgálófej és mérési módszer által mért jelre dolgoztak ki (pl.: [84]). Sok rekonstrukciós eljárás alapul valamilyen – általában tapasztalati úton előállított – kalibrációs görbe vagy táblázat használatán. Más eljárások az ECT válaszzel jelfeldolgozási eszközökkel történő transzformálásával próbálnak olyan információhoz jutni, amely már egyszerűen használható az anyaghiba-rekonstrukcióra (pl.: [85, 86]). Sokszor a rekonstrukciós problémát pedig valamely tanulási algoritmus útján betanított neurális hálózat felhasználásával oldják meg (pl.: [87, 88]). Gyakran az anyaghiba-rekonstrukciót egy adatfeldolgozási eljárás és egy neurális hálózat egymásutáni alkalmazásával végzik el (pl.: [89]). Mindezen rekonstrukciós eljárások nem kapcsolódnak közvetlenül az értekezés témájához, így ezek tárgyalásával nem foglalkozunk a továbbiakban. Kivételt képeznek a neurális hálózatok segítségével történő rekonstrukciós eljárások annyiban, amennyiben az adott neurális hálózat tanításához leggyakrabban szimuláció útján számított ECT válaszeleket használnak.

Az optimalizációs módszeren alapuló anyaghiba-rekonstrukciós eljárások (lásd: 1.3.3. pont) legfontosabb eleme egy olyan pontos és gyors szimulációs algoritmus, amelynek felhasználásával az optimalizáció egyes lépéseiben meg tudjuk határozni a vizsgálófej válaszzelét. Az anyaghiba-rekonstrukció ezen direkt probléma megoldó eljárás birtokában abból áll, hogy egy paraméteresen leírt anyaghiba paramétereit változtatjuk egy optimalizációs stratégia szerint úgy, hogy a mért és a számított ECT válaszzel közötti különbséget minimalizáljuk. A felhasznált optimalizációs eljárások lehetnek determinisztikusak vagy sztochasztikusak [90]. Az igazán hatékony determinisztikus algoritmusok alkalmazásához gyakran szükség lehet a minimalizálandó mennyiség függvényének az anyaghibát leíró paraméterek szerinti gradiensére. Egy ilyen determinisztikus algoritmuson alapuló eljárás olvasható a [91, 92] irodalmakban. A publikációk figyelemreméltó eredménye, hogy a gradiens analitikus meghatározására is közölnek módszert. Három gradiens alapú optimalizációs eljárásról nyugvó anyaghiba-rekonstrukciós eljárás összehasonlításának eredménye olvasható a [93] publikációban. A leírt eljárásokat atomreaktor hőcserélőiben található anyaghibák rekonstrukciójára alkalmazták.

A [94, 95] irodalmakban további példákat olvashatunk determinisztikus optimalizációs eljárásokon alapuló anyaghiba-rekonstrukciós eljárásokra. Az említett módszerekben közös, hogy a direkt probléma – végelem módszeren alapuló – megoldásakor egy előre kiszámított adatbázist használnak,

és ezzel a megoldáshoz szükséges időt jelentősen lerövidítik. Az a priori információ figyelembevételének egyik érdekes lehetősége az olyan optimalizációs eljárás, amely Bayes-bebecslésen alapszik [96]. Az anyaghiba-rekonstrukciót különböző módszerek egymásutáni alkalmazásával is el lehet végezni. A [97] cikkben leírt módszer esetében a meghatározandó anyaghiba paraméterek egy részét jelfeldolgozási, a további paramétereket pedig sztochasztikus optimalizációs módszerrel keresték meg. Megemlíthető még a [98] irodalom, amelyben példát találunk repedés rekonstrukcióra tisztán sztochasztikus optimalizációs eljárás felhasználásával.

Az ECT fej által mért impedanciaváltozás-jelet frekvencia szerint sorbafejtve, a sorfejtés második tagjának együtthatója alapján egy nem iteratív eljárást közöltek anyaghiba-rekonstrukcióra a [99, 100] publikációkban. A figyelemre méltó módszer alkalmas vezetőképesség-eloszlás gyors meghatározására.

Az eddigiekben említett módszerek általában EDM típusú repedések (vékony anyaghiány) vagy aránylag nagy kiterjedésű három-dimenziós vezetőképesség-változás, illetve az ezekhez hasonló tulajdonságokkal bíró anyaghibák rekonstrukciójára kerültek kidolgozásra. Felmerül a kérdés, hogy az említett típusú anyaghibák mennyiben hasonlítanak a gyakorlatban előforduló valóságos anyaghibákra. Ezek alapján megvizsgálandó, hogy például egy EDM repedésre kidolgozott algoritmus alkalmazása egy valóságos anyaghiba rekonstrukciójára milyen eredményt szolgáltat, illetve, hogy ez az eredmény miként használható a valóságos anyaghiba rekonstrukciójára. E kérdéskörön belül érdemes megvizsgálni, hogy több egymáshoz közel lévő repedés hogyan rekonstruálható [97, 101], illetve, hogy az egyes anyaghiba modellek mennyiben használhatók valódi anyaghibák modellezésére és rekonstrukciójára [102, 103, 104].

Annak ellenére, hogy az anyaghiba-rekonstrukcióval foglalkozó irodalom sokkal gazdagabb annál, hogy azt egy ilyen rövid összefoglalóban teljesen át lehessen tekinteni, a megemlített publikációk feltehetően megfelelő keresztmetszetét adták azoknak az eljárásoknak, amelyek az értekezésben szereplő eredmények értékeléséhez szükségesek.

1.4.2. Az értekezés eredményeit tartalmazó saját publikációk

Vékony repedés és felületi lerakódás válaszjelének szimulációja

A felületszerű repedés válaszjelének szimulációjára szolgáló, a [64] irodalomban felírt integrálegyenlet megoldásának egy hatékony és numerikusan stabil megoldását adtam [105]. A megoldás lényege, hogy felírtam zárt alakban egy végtelen kiterjedésű lemez felületére merőleges síkban található, a lemez síkjával párhuzamos irányú, adott függvények által leírt áramdipólus-eloszlás elektromágneses terének térbeli Fourier-transzformáltját. A kapott kifejezés az áramdipólus-eloszlást leíró függvények igen széles osztályára alkalmazható (a részletek a 2. fejezetben találhatók).

A kapott formula használatával az irodalomban, ismereteim szerint elsőként alkalmaztam globális függvényeket a téglalap alakú felületszerű repedést leíró integrálegyenletben lévő, ismeretlen áramdipólus sorfejtésére [106]. A módszer nagy előnye, hogy nagyon kis számú ismeretlennel lehet pontos eredményt kapni, illetve az, hogy az integrálegyenlet diszkretizálásakor jelentkező numerikus problémák könnyen kezelhetők, és a megoldás numerikusan stabilis. További előnye a módszernek, hogy lehetőség van a megoldás hibájának becslésére is [107], ez a tulajdonság igen vonzóvá teszi a számítási módszer kereskedelemben kapható programcsomagban történő felhasználását (az eredmények részletes kifejtése a 3. fejezetben található).

Bizonyos speciális, adó- és vevő-tekercekből álló vizsgálófejek esetében, az EDM repedések felületszerű repedésként történő figyelembevételével kapott számítási eredmények nem kielégítő pontosságúak. Az ilyen speciális esetekben a felületszerű repedésre kapott eredményekből kiindulva jobb közelítést értünk el úgy, hogy a szükséges számítási munka továbbra is sokkal kisebb marad annál, mintha az elrendezés ECT válaszjelét a térfogati anyaghiba modell alapján számítanánk [108, 109].

Kidolgoztam egy módszert lemez alakú munkadarabban található, egymással párhuzamos síkban elhelyezkedő, felületszerű repedések ECT válaszjelének szimulációjára [110]. Az eredményeket a felületszerű repedésre felírt integrálegyenlet általánosításával és annak numerikus megoldásával kaptam (részletes leírás a 4. fejezetben található). A módszer alkalmazásával vizsgáltam, hogy miként

változik az ECT válaszjel az egyes repedések közötti távolság függvényében. A vizsgálódások eredményeként olyan eljárást dolgoztam ki, amelynek segítségével egymással párhuzamos repedésekből álló anyaghibákat lehet rekonstruálni.

Kidolgoztam egy modellt, amely egy integrálegyenlet megoldásaként adja meg a lemez alakú munkadarab falán lerakódó, vezető anyagból keletkezett lerakódás által keltett ECT válaszjelet [111]. A lerakódás anyaga tetszőleges lineáris vezető és mágneses anyag lehet, amely vastagsága állandó és összemérhető a behatolási mélységgel. A modell alapja, hogy a vékony lerakódás által keltett hatás megfogalmazható impedancia típusú határfeltételként (részletes leírás a 4. fejezetben található). Hasonló határfeltétel használatát közölték lerakódások modellezésére végeselemes számításokhoz kapcsolódóan előzőleg a [70] irodalomban. A számítások gyorsaságából adódóan az általam kidolgozott módszer továbbfejleszthető volt általános időfüggésű gerjesztő jelre adott válasz meghatározására is [112]. A kidolgozott eljárásokból írt programok segítségével – együttműködés keretében – részt vettem egy lerakódás rekonstrukciójára használható módszer kidolgozásában [88].

A felületszerű repedés és a lerakódás ECT válaszjelenek szimulációjára alkalmas módszerekre alapozva kidolgoztam egy közelítő eljárást, amelynek segítségével számítható az az ECT válaszjel, amely akkor lenne mérhető, amikor a mérőfej egy lemez alakú munkadarab olyan területe felett mozog, amelyben a lerakódással szennyezett felületből kiindulva repedés is található [113]. A szimuláció számítási igénye igen alacsony a probléma összetettségéhez viszonyítva (részletes leírás a 4. fejezetben található). A módszer által szolgáltatott eredményeket, összevetve mérési eredményekkel és az irodalomban található egyéb eredményekkel megállapítható, hogy a számításoknál alkalmazott közelítések hibája kisebb, mint más, a fizikai jelenséget pontosabban leíró modellen alapuló számításoknál a numerikus hiba (pl.: [69]).

Számítások ECT vizsgálófej tervezéséhez

Az előző szakaszban említett szimulációs eljárások felhasználásával és további egyedi eljárások kidolgozásával részt vettem különböző ECT vizsgálófejek tervezését, optimalizációját, illetve kalibrációját célzó kutatásokban. Az itt elért eredmények a kidolgozott szimulációs eljárások gyakorlati alkalmazhatóságát bizonyítják. A legtöbb eredmény az MTA-MFA-ban (MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet [9]), döntően Vértessy Gábor és Gasparics Antal munkája alapján kifejlesztett Fluxset típusú mérőfej fejlesztéséhez kapcsolódik.

Kidolgoztam egy szimulációs eljárást, amelyben végtelen vékony felülettel modelleztem a Fluxset szenzorban található féműveg szalag elektromágneses hatását [114]. A számítások segítségével részt vettem a féműveg szalag alakjának optimalizációját célzó munkában [115]. Módszert dolgoztam ki a szenzorok optimális helyének és a gerjesztő tekercs optimális paramétereinek megkeresésére a Fluxset mérőfej egy korai [116], illetve egy későbbi [117] változatában.

Az elektromágneses tér egy kis méretű anyaghiba által létrehozott perturbációja aránylag kis térfogatra koncentrálódik, ezen a térfogaton belül az elektromos és mágneses teret leíró függvény igen gyorsan változik. E térperturbáció mérésére használt szenzorok mérete gyakran összemérhető azon térfogat karakterisztikus méretével, amelyben az elektromágneses tér eltér az anyaghiba nélküli esetben mérhetőtől. Felvettem azt a kérdést, hogy használható-e ilyen terek mérésére egy olyan mágneses szenzor, amelyet előzőleg – a szenzorikában szokásos módon – homogén mágneses térben kalibráltak? A valóságos ECT elrendezésen végzett mérések és az elrendezés szimulációján nyugvó vizsgálatok során megállapítottam, hogy a homogén térben történő kalibráció alapján kapott mérési eredmények nem pontosak [118, 119]. A vizsgálódás eredményeként kidolgoztam egy eljárást, amely segítségével el lehet végezni szenzorok jelentős térbeli inhomogenitást mutató, mágneses térben történő kalibrációját. Az eljárást a Fluxset szenzorra a gyakorlatban is alkalmaztuk [120].

Moduláris számítási környezet ECT szimulációjához

Kidolgoztam egy olyan moduláris számítási környezetet, amelynek segítségével nagyon gyors és aránylag pontos közelítő megoldást lehet adni egy kitűzött szimulációs problémára akkor is, amikor nem egyszerű geometriájú munkadarabokon végzett és/vagy összetett gerjesztő tekercsekkel

történő anyagvizsgálat szimulációja a cél [121]. A moduláris rendszer keretet teremt ahhoz, hogy különböző jellegű általánosan alkalmazott számítási módszereket összekapcsolhassuk azért, hogy az adott feladat nagy hatékonysággal legyen megoldható. Az eljárás lényege az, hogy módot ad arra, hogy *különböző számítási módszereket* és *különböző közelítéseket* lehessen használni a vizsgálófej *beiktatott terének* (a gerjesztő tekercs anyaghiba nélküli munkadarabban létrehozott elektromágneses tere) és az *anyaghiba visszahatásának* (az elektromágneses térnek az anyaghiba jelenlétéből adódó perturbációja) szimulációjára (az eljárás részletes kifejtése a 3.3. pontban található).

A kidolgozott moduláris rendszer egyik megvalósításaként – együttműködés keretében – létrehoztuk azt a szoftvert, amely végeselem módszert használ a beiktatott tér szimulációjára, míg az integrálegyenleten alapuló módszert használja a felületszerű repedés, mint anyaghiba, visszahatásának számítására. A kifejlesztett szoftvert sikeresen alkalmaztuk többek között apró repedések modellezésére [122] még olyan esetekben is, amikor az adott repedés a lemez alakú munkadarab szélehez nagyon közel (a behatolási mélység tört része) helyezkedett el [123]. A számítási eredmények pontosságát mérésekkel igazoltuk [124].

Bizonyos szempontból az említett moduláris rendszer egy speciális megvalósításának számít az a módszer, ahol egy véges kiterjedésű, lemez alakú munkadarabban található EDM repedés felett pásztázó ECT mérőfej válaszjelét a – végeselemes módszerrel számított – repedés nélküli munkadarabon mért jelnek és az – integrálegyenletek módszerével számított – végtelen lemezben lévő repedésen mért válaszjelnek a szuperpozíciójaként számítottuk ki [119, 125]. Egy másik speciális megvalósításának tekinthetjük azt az eljárást is, amelyben mind a beiktatott tér, mind pedig az anyaghiba visszahatása végeselem módszerrel került kiszámításra [61] a szerzőtársak megelőző publikációjában [60] közöltek folytatásaként. A módszer egészen korai előzményének pedig azt tekinthetjük, amikor a felületszerű repedés ECT válaszjelének integrálegyenleten alapuló számításakor a vizsgálófej beiktatott terét és az anyaghiba visszahatásának számításához szükséges áramdipólusok terét – a számítások gyorsítása okán – egy előre kiszámított adatbázisban tároltam [105].

Eljárások anyaghiba-rekonstrukcióra

Optimalizáción alapuló anyaghiba-rekonstrukciós eljárásokat közöltem különböző típusú anyaghibák rekonstrukciójára. Az általam kidolgozott eljárások általában két lépésből állnak. Az első lépésben egy közelítő megoldás gyors megadása a cél. Itt többnyire előre kiszámított adatbázisban történő kereséssel kapom meg a közelítő megoldást. A második lépésben a közelítő megoldásból kiindulva, egy pontosabb anyaghiba leírás felhasználásával, optimalizációs eljárással végzem el az anyaghiba-rekonstrukciót.

Kétlépéses eljárást közöltem lemezben található, a lemez határoló síkjaira merőleges síkban lévő felületszerű repedés [105] rekonstrukciójára. A módszer érdekessége, hogy a durva megoldást adó első lépésben – az adatbázis nagysága miatt – sztochasztikus optimalizációs eljárás használatával gyorsítottam az adatbázisban történő keresést. Mivel az első lépésként kidolgozott közelítő rekonstrukciós eljárás már elfogadható eredményt adott, kidolgoztam egy ezen a lépésen alapuló nagyon gyors rekonstrukciós módszert, amely egyszerűsége és gyorsasága miatt érdemel figyelmet [126]. Cső falában található térfogati anyaghiba rekonstrukciójára is közöltem eljárást [127], amelynek érdekessége, hogy a téglatest alakúnak feltételezett anyaghiba geometriai paramétereit és az anyaghiba térfogatát kitöltő homogén anyag vezetőképességét is meghatároztam. Az eljárásban determinisztikus optimalizációt alkalmaztam, amelyhez szükséges gradiens információt a direkt probléma megoldásából analitikusan határoztam meg. Komplex anyaghibák rekonstrukcióját megcélözva módszert dolgoztam ki az egymással párhuzamosan elhelyezkedő, téglalap alakú, felületszerű repedésekből álló anyaghibák rekonstrukciójára is [110] (a eljárás rövid összefoglalása a 4. fejezetben olvasható).

Az ECT válaszjel felhasználásával történő anyaghiba-rekonstrukció új megközelítést jelent az általam javasolt eljárás, amely egy bizonyos értelemben optimális adatbázis létrehozásával és felhasználásával határozza meg az anyaghiba paramétereit [128, 129]. Az optimális adatbázis generálásához Gyimóthy Szabolcs kollégám által kifejlesztett, n -dimenziós hálógeneráló eljárást [130] kapcsoltuk össze az általam készített, felületszerű repedés válaszjelét szimuláló [106] programmal. A megoldás a kalibrációs görbékben alapuló eljárásokhoz hasonlítható annyiban, hogy előre kiszámított

anyaghiba prototípusok között keresi azt az anyaghibát, amelynek ECT válaszjele a legközelebb áll a mért jelhez. Az anyaghiba parametrizálása viszont – a kalibrációs görbéken alapuló módszerekkel ellentétben – elvileg tetszőlegesen összetett lehet (a eljárás részletes kifejtése az 5. fejezetben található). A javasolt módszer gyorsasága révén különösen alkalmas lehet ipari felhasználásokban, mivel az adatbázis hosszadalmas generálása a konkrét használat előtt megtörténhet, és így egy mért ECT válaszjel alapján történő anyaghiba-rekonstrukció már csak nagyon rövid időt vesz igénybe. A létrehozott adatbázis optimális abból a szempontból, hogy az nem tartalmaz több adatot, mint ami ahhoz szükséges, hogy a mérés hibája és zaja által megengedett pontosságú rekonstrukciót végre lehessen vele hajtani. Ebből a tulajdonságból kifolyólag maga az optimális adatbázis is hasznos információt szolgáltatathat az anyaghiba-rekonstrukciót célzó, inverz problémával kapcsolatban [131]. Más kutatócsoporttal (LGEP: Laboratoire de Génie Electrique de Paris, Franciaország) együttműködve beláttuk azt is, hogy az optimális adatbázissal betanított neurális hálózat anyaghiba-rekonstrukciós tulajdonságai jobbak, mint a hagyományosan alkalmazott adatbázisokkal tanított neurális hálózatoké [132]. A tématerület vizsgálatához csatlakozott francia kutatócsoportok (LGEP, CEA, LSS-SUPÉLEC: Laboratoire des Signaux et Systèmes, L'École Supérieure d'Électricité, Franciaország [8]) munkatársaival együtt úgy véljük, hogy ez a témakör eljövendő kutatása még további sok érdekes eredménnyel fog szolgálni és ezek az eredmények nem csak feltétlenül az ECT témaköréhez kapcsolódnak majd. Sikeresen alkalmaztuk az eljáráshoz hasonló módszert például félvezető eszközök analíziséhez [133], illetve nagyfrekvencián használt anyagok permittivitásának meghatározásához [134] is.

Összetett anyaghibák – az általam vizsgált esetben több, egymáshoz közel lévő repedésből álló anyaghiba – rekonstrukciójakor a repedések számának növekedésével exponenciálisan nő a probléma megoldásának bonyolultsága. Ez egyrészt adódik abból, hogy az anyaghiba leírásához szükséges paraméterek száma nagyobb, másrészt pedig abból, hogy az egyes anyaghibák válaszjele nem független a többi anyaghibától, így a kapcsolódó direkt probléma megoldása is nagyban bonyolódik. A [110] irodalomban közölt, egymással párhuzamosan elhelyezkedő, felületszerű repedések ECT válaszjelének szimulációjára alkalmas eljárás használata során megállapítottam, hogy az egyes anyaghibákhoz tartozó válaszjel számításakor bizonyos esetekben elhanyagolható a többi jelenléte, ilyen esetekben a direkt probléma megoldása, az egyes repedések ECT válaszjelének szuperponálásával nagyban egyszerűsíthető. Felmerült tehát az a kérdés, hogy milyen esetekben hanyagolható el az egyes anyaghibák közötti csatolás. A kérdés megválaszolásaként megfogalmaztam egy kritériumot, amely alapján megállapítható, hogy egy adott elrendezés esetén mekkora hibát okoz az egyes anyaghibák válaszjelének számításakor a többi jelenlétének figyelmen kívül hagyása [135]. Ezen kritérium alapján megmondható, hogy mikor állítható elő jó közelítéssel az összetett anyaghiba ECT válaszjele az egyes anyaghibák válaszjelének szuperpozíciójaként (a téma vázlatos tárgyalása megtalálható a 4.1. pontban). Ha az összetett anyaghiba válaszjele előállítható az egyes komponensek szuperpozíciójaként, akkor az anyaghiba rekonstrukciójánál ezt az információt figyelembe lehet venni, és a siker reményében próbálkozhatunk olyan rekonstrukciós eljárásokkal, amelyeknél első lépésben a válaszjel egyes anyaghiba komponensekhez tartozó része kerül szeparálásra. Példaként megemlítjük azt az eljárást, amely során – a szeparálhatóság felismerésével – egyszerű, dekonvolúción alapuló módszert adtunk a fém tárgyakba lézerrel írt vonalkódnak az ECT vizsgálófej válaszjele alapján történő kiolvasásához [136, 137].

1.5. Az eredmények hasznosulása

Az értekezés eredményei (lásd a 6. fejezetben) olyan számítási módszerek, illetve megállapítások, amelyek önmagukban korlátozottan hasznosíthatók az ECT módszerek fejlesztésében, ugyanakkor mindezen eredmények más kísérleti vagy számítástechnikai eredményekkel együtt meghatározó részét képezhetik új fejlesztéseknek. A közölt eredményeket már az eddigiekben is hasznosításra kerültek az alábbi formákban.

A globális közelítésen alapuló felületszerű repedés válaszjelének szimulációja [106] beépítésre került a CEA 1.3.5. pontban említett CIVA programcsomagjába, amellyel hihetően a szakma lehető

legszélesebb felhasználói köréhez el fog jutni. A CEA terveiben eredetileg csak – annak általános volta miatt – a térfogati anyaghiba szimulációjára alkalmas program fejlesztése szerepelt. Később az általam közölt eredmények meggyőzték őket arról, hogy célszerű egy felületszerű repedés szimulációjára alkalmas modul beépítése is a CIVA programba, így felkértek arra, hogy ennek a modulnak a számításokat végző magját készítsem el. A későbbiekben elkészítettem az általam kidolgozott modell alapján [110] az egymással párhuzamos repedések analizésére alkalmas modul magját is a CIVA programhoz. A CIVA program felületszerű repedés számítására is alkalmas verziója hamarosan meg fog jelenni a piacon. Az elvégzett munka alapján kutatócsoportunk (BME Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék, Villamosságtan Csoport) tagja a néhány európai kutatóintézetet összefogó, ún. *CIVA fejlesztői csoportnak*. Ez a csoport azzal a céllal alakult, hogy a CEA hatásosan tudja ösztönözni tagjait arra, hogy az általuk végzett fejlesztéseket integrálják a CIVA programcsomagba, és ezzel elősegítse a tudományos eredmények legkorábbi ipari hasznosulását.

A vizsgálandó munkadarab felületén található lerakódás válaszjelének szimulációjára, általam kidolgozott módszerek [111, 112, 113] alapján, az LGEP munkatársaival együtt, a lerakódás anyagának és alakjának rekonstrukciójára alkalmas eljárást dolgoztunk ki [88]. Ez a közös munka alapozta meg a kutatócsoportunk és az LGEP közötti gyümölcsöző együttműködést. Együttműködésünk során, a nálunk készült ECT fejlesztések olyan nemzetközi kutatási témák részeivé váltak, amelyek megcélzott végfelhasználói a különböző roncsolásmentes anyagvizsgálati módszereknek ipari alkalmazói (pl. a SNECMA nevű repülőgép hajtómű gyártó).

A mágneses szenzorok és ECT vizsgálófejek tervezésével, optimalizációjával, valamint kalibrációjával kapcsolatos eredményekkel [116, 120, 138] tevőlegesen részt vettem az MTA-MFA-ban épített Fluxset szenzor felhasználásával készült különböző ECT vizsgálófejek fejlesztésében [115, 118, 119, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146]. Ezek alapján részben saját eredménynek is tartom, hogy a kidolgozott vizsgálófejek ismertté és mások által is felhasználttá váltak. Ezt az eredményt tükrözi, hogy az elismert *Encyclopedia of Sensors* című kiadvány külön fejezetben tárgyalja a Fluxset szenzort és annak roncsolásmentes anyagvizsgálatra történő alkalmazásait [147]. A Fluxset szenzoron alapuló ECT vizsgálófejek kifejlesztésében meghatározó szerepet játszott Gasparics Antal, aki 2007-ben védte meg sikeresen doktori értekezését, és akinek én voltam az egyetemi konzulense.

A moduláris rendszer egyik megvalósítását készítettem el az LGEP munkatársaival, elsősorban Yann Le Bihan-nal együttműködve [121, 122, 124]. A létrehozott rendszerben az LGEP a gerjesztés beiktatott terének végeselem módszerrel történő számítására alkalmas részt készíttette el, az én feladatom a felületszerű repedés integrálegyenleten alapuló szimulációja és a repedés válaszjelének meghatározása volt. A moduláris rendszert megvalósító szoftvert, az általam adott tervek alapján az LGEP munkatársai hozták létre. Az így létrejött rendszerrel kapott számítási eredményeket az LGEP által, illetve más ipari partner (SNECMA) által végzett mérésekkel verifikáltuk. A rendszert az eddigiekben – az LGEP kapcsolatain keresztül – már használtuk néhány ipari partnerrel történő együttműködésben. A moduláris rendszer további felhasználását tervezzük, célunk, hogy a módszert – annak gyakorlatias voltát, és nagyfokú rugalmasságát kihasználva – egyre több ipari partnerrel való együttműködésben alkalmazzuk. A francia együttműködést – az eredmények további hasznosítása szempontjából is – különösen fontosnak tartom.

Az optimális adatbázison alapuló anyaghiba-rekonstrukciós eljárás aránylag rövid múltra tekint vissza [128, 129], de már az eddigiekben is mutatkozott érdeklődés a téma iránt. Az egyik ilyen érdeklődő partner az LGEP volt, ahol az optimális adatbázist az anyaghiba rekonstrukciójára kidolgozott neurális hálózat betanítására használták [132]. Az LSS-SUPÉLEC és a CEA kutatóival megalapoztunk egy szoros együttműködést, amely az optimális adatbázison alapuló anyaghiba-rekonstrukció további kutatását és ipari hasznosítását célozza. Ennek keretében első lépésként Gyimóthy Szabolcs kollégám egyhónapos vendégprofesszori meghívást kapott a LSS-SUPÉLEC-be. Vele együtt egy általam konzultált, diplomázó hallgató (Bilicz Sándor) töltötte szintén meghívás alapján a diplomatervező félévét az LSS-SUPÉLEC-ben. Bilicz Sándor tanulmányai közös BME-SUPÉLEC (a SUPÉLEC: L'École Supérieure d'Électricité [11], egy villamosmérnököket képző igen neves francia „grande école”) doktori képzés keretében folytatódik. A tervezett doktori téma az optimális adatbázis alapján történő anyaghiba-rekonstrukció. Az ECT alkalmazásokon kívül a kidolgozott módszert

sikeresen alkalmaztuk félvezető eszközök analíziséhez [133], vagy – az LGEP-vel együttműködésben – szigetelő anyagok nagyfrekvenciás elektromágneses paramétereinek meghatározására [134] is.

Az említett francia kutatóhelyekkel (LSS-SUPÉLEC, CEA, LGEP) meglévő szoros együttműködést abban az időszakban alapoztam meg, amikor 2002-ben egy hónapig vendégprofesszor voltam az LGEP-ben és 2003-2005. időszakban kétszer öthónapos vendégkutatói állást töltöttem be az LSS-SUPÉLEC-ben. Ezek a kutatóintézetek egy Gif Sur Yvette nevű kisváros környezetében vannak. Gif Sur Yvette Párizs egyik elővárosának számít, amely abban a régióban helyezkedik el, ahol sok, igen neves, a természettudományok területén dolgozó, francia kutatóintézet található. Ebben a régióban, a jelenleg is folyó világszínvonalú munkára alapozva, a tervek szerint néhány éven belül létrejön egy állami kutatóintézet, amelynek tevékenysége a különböző roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerekkel kapcsolatos kutató-fejlesztő munka lesz. Várhatóan a létrejövő intézet kutatói, vezetői és együttműködői részben a velünk számos szálon kapcsolatban lévő kutatóhelyekből kerülnek majd ki. Ezek alapján talán joggal reméljük, hogy az általunk az ECT témájában végzett munka, a jelenleginél is mélyebben kapcsolódik majd a világ vezető kutatási-fejlesztési tevékenységéhez.

Az összetett anyaghibákat vizsgáló kutatások egyik gyakorlati eredményeként egyszerű módszert dolgoztunk ki fém tárgyakba írt vonalkód ECT segítségével történő kiolvasásához [136, 137]. Az eljárást feltételezhetően alkalmazni fogjuk azon GVOP-AKF (Gazdasági versenyképesség operatív program, Alkalmazott kutatás-fejlesztés) pályázathoz kapcsolódó együttműködés eredményeként előállítani szándékozott kiolvasó rendszerben, amely – az autóiparhoz kapcsolódóan – lézerrel a karosszériaelemekbe égetett kódokkal célozza hatékonyabbá tenni a logisztikát és a vagyónvédelmet.

1.6. Az értekezés további részének felépítése

A következő – második – fejezetben részletesen leírom a tézisekben megfogalmazott eredmények alapját képező matematikai és fizikai meggondolásokat. Először levezetem a térfogati anyaghiba és felületszerű repedés szimulációjához használt integrálegyenleteket. Megmutatom, hogy ezeknek az integrálegyenletek megoldásaként kapott függvények segítségével hogyan számítható egy adott vizsgálófej által mért ECT válaszjel. Ezt követően tárgyalni fogok egy olyan matematikai leírást, melynek felhasználásával a lemez alakú, nem mágneses vezető munkadarabban ki lehet fejezni azt az elektromágneses teret, amelyet egy adott, beiktatott forrásáram kelt. A bemutatott kifejezés hatékonyan használható az integrálegyenletek numerikus megoldásához. A fejezetben tárgyalt meggondolások részben az irodalomból ismertek, részben pedig saját kutatómunka eredményei. A második fejezetben leírt saját eredmények nem részei a megfogalmazott téziseknek, azokra mint alapismeretekre van szükség a továbbiakban tárgyalandó tézisek részletes leírásához.

A 3., 4. és 5. fejezetekben az egyes tézisek kifejtése, a tézisek eredményein alapuló számítások értékelése és azok kísérleti eredményekkel való összevetése található. Az értekezés végén, a 6. fejezetben a tézisek olvashatók.

2. fejezet

Az értekezésben felhasznált összefüggések

Ebben a fejezetben a tézisekben megfogalmazott állítások leírásához és bizonyításához szükséges témaspecifikus ismeretek összefoglalása található. A tárgyalt alapismeretek részben az irodalomból ismertek, részben pedig saját kutatómunka eredménye. Annak ellenére, hogy a leírtak között saját eredmények is találhatók, ezek nem részei a megfogalmazott téziseknek, így ezekre csak, mint alapismeretekre van szükség a továbbiakban tárgyalandó eredmények részletes leírásához.

Ebben a fejezetben előbb a nem mágneses anyagokban lévő térfogati anyaghiba és a felületszerű repedés modellezésére szolgáló integrálegyenletek kerülnek levezetésre. Szó lesz arról is, hogy az egyenletek megoldásaként kapott függvény ismeretében miként lehet az adott anyaghiba egy ismert ECT vizsgálófej által mért jelét meghatározni.

A fejezet második felében megadom egy lemez belsejében előírt áramdipólus-sűrűség, mint forrás által keltett elektromágneses tér kifejezésének egy speciális alakját. Ez a kifejezés a – bizonyos típusú – gerjesztés által keltett elektromágneses tér térbeli Fourier-transzformáltját adja meg zárt alakban. Az analitikusan megadott Fourier-transzformáltakat numerikusan inverz transzformálva kapjuk a keresett teret leíró térbeli függvényeket. A bemutatásra kerülő leírás nagyon jól használható a későbbiekben előforduló integrálegyenletek numerikus megoldásához.

2.1. A térfogati anyaghiba válaszeljének szimulációja

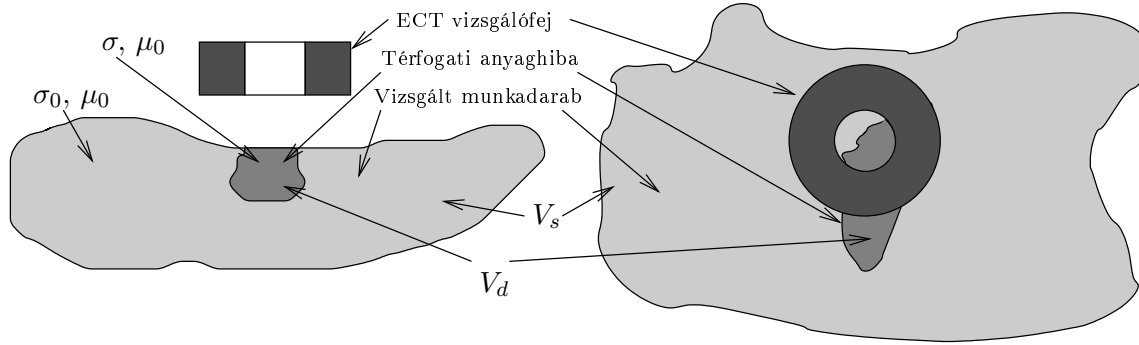
2.1.1. A térfogati anyaghibát leíró integrálegyenlet

Mivel az anyaghibát leíró integrálegyenlet levezetése hasznos lesz a további mondanivalók szempontjából, ezért ezt a [50] irodalom nyomán ebben a pontban vázolom.

Tekintsük a 2.1. ábrán látható elrendezést, ahol egy örvényáramú vizsgálófej található a V_s térfogatban elhelyezkedő vizsgálandó munkadarab felett. A munkadarab $\sigma(\vec{r})$ vezetőképessége (\vec{r} a helyvektort jelöli) a V_d térfogat kivételével ugyanaz mindenhol és ennek értéke σ_0 (azaz: $\sigma(\vec{r}) = \sigma_0$, $\vec{r} \in V_s \setminus V_d$). A térfogati anyaghiba azon V_d térrészben helyezkedik el, ahol a vezetőképesség eltér σ_0 -tól. A munkadarab és a benne lévő anyaghiba anyaga nem mágneses, így ezek permeabilitása μ_0 .

A vizsgálófejet időben szinuszosan változó, ω körfrekvenciájú árammal gerjesztjük, feltételezzük, hogy az elrendezés lineárisnak tekinthető anyagjellemzőkkel bíró térrészekből áll. A komplex számítási módszer alkalmazásával [148] a térjellemzők komplex csúcserőértékét használjuk. Jelölje pl. $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r})$ az elektromos térerősség komplex csúcserőértékét az \vec{r} helyen, ennek ismeretében a térjellemző vektorának időfüggvényét a $\Re \left\{ \vec{E}(\vec{r}) \exp(j\omega t) \right\}$ kifejezéssel kaphatjuk meg, ahol a $\Re \{ \cdot \}$ a komplex kifejezés valós részét jelöli.

Az eltolási áram elhanyagolásával, valamint a $\vec{J}(\vec{r})$ elektromos áramsűrűség és $\vec{E}(\vec{r})$ elektromos térerősség komplex csúcserőértékei között kapcsolatot teremtő, $\vec{J}(\vec{r}) = \sigma(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})$, anyagjellemzőre vonatkozó egyenlet figyelembevételével, a vizsgálandó munkadarab V_s térfogatában az első és második



2.1. ábra. ECT vizsgálófej egy térfogati anyaghibát tartalmazó munkadarab felett

Maxwell-egyenlet a következő alakban írható:

$$\text{rot } \vec{H}(\vec{r}) = \sigma(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}), \quad (2.1)$$

$$\text{rot } \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \vec{H}(\vec{r}), \quad (2.2)$$

ahol \vec{H} a mágneses térerősség komplex csúcsértékét jelöli. (2.1) átrendezésével kapjuk a

$$\text{rot } \vec{H}(\vec{r}) = \sigma_0 \vec{E}(\vec{r}) + [\sigma(\vec{r}) - \sigma_0] \vec{E}(\vec{r}) \quad (2.3)$$

alakot, ahol a jobb oldal második tagját felfoghatjuk, mint egy külső forrást, amely a V_d térfogatra koncentrálódik. Ezen forrás fogja az anyaghiba által keltett térperturbációt létrehozni. Az ECT mérések célja tehát ezen, a V_d térfogatban nullától eltérő,

$$\vec{P}(\vec{r}) = [\sigma(\vec{r}) - \sigma_0] \vec{E}(\vec{r}), \quad (2.4)$$

ún. *anyaghibát leíró áramdipólus-sűrűség* által keltett elektromágneses tér meghatározása. (2.2)-(2.4) egyenletekből, \vec{H} kiküszöbölésével a következő egyenletre jutunk:

$$\text{rot rot } \vec{E}(\vec{r}) - k_c^2 \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \vec{P}(\vec{r}), \quad (2.5)$$

ahol,

$$k_c^2 = -j\omega\mu_0\sigma_0. \quad (2.6)$$

Bontsuk fel az elektromágneses teret két komponensre, tehát legyen

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}^i(\vec{r}) + \vec{E}^f(\vec{r}), \quad \vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}^i(\vec{r}) + \vec{H}^f(\vec{r}), \quad (2.7)$$

ahol az i felső index az ún. *beiktatott teret* jelöli, amely az ECT vizsgálófej anyaghiba nélküli munkadarabban keltett elektromágneses teret jelöli. Ez úgy kapható meg, hogy tekintjük az anyaghiba nélküli munkadarabot ($\sigma(\vec{r}) = \sigma_0$, $\vec{r} \in V_s$) és a vizsgálófej áramát, mint a teret gerjesztő mennyiséget. Az f felső index pedig az ún. *anyaghiba terét* jelöli, amely az anyaghiba jelenléte következtében létrejövő perturbáló tér. Ezt az elektromágneses teret úgy kapjuk, hogy tekintjük $\vec{P}(\vec{r})$ áramdipólus-sűrűség, mint gerjesztés hatására létrejött teret az anyaghiba nélküli munkadarab figyelembevételével. (Az anyaghiba tér meghatározásánál legtöbbször a vizsgálófej jelenlététől eltekintünk, ezen egyszerűsítéssel általában igen kis hibát követünk el.)

Mivel a beiktatott teret gerjesztő áram a V_s térfogaton kívül helyezkedik el, ezért \vec{E}^i a következő egyenletet elégíti ki V_s -ben:

$$\text{rot rot } \vec{E}^i(\vec{r}) - k_c^2 \vec{E}^i(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in V_s. \quad (2.8)$$

A \vec{P} anyaghibát leíró áramdipólus-sűrűség, mint forrás által keltett anyaghiba tér pedig megoldása a

$$\text{rot rot } \vec{E}^f(\vec{r}) - k_c^2 \vec{E}^f(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \vec{P}(\vec{r}), \quad \vec{r} \in V_s \quad (2.9)$$

egyenletnek. Látható, hogy (2.8) és (2.9) összege valóban megadja a (2.5) egyenletet.

Az ECT fej által az anyaghiba nélküli munkadarabban gerjesztett beiktatott tér ($\vec{E}^i(\vec{r})$) számítására különböző módszerek ismertek az irodalomból (lásd: 1.4.1. pont), ennek részleteivel itt nem foglalkozunk. Ismert \vec{P} esetében az anyaghiba tere előállítható diadikus Green-függvények [52] segítségével a következő módon:

$$\vec{E}^f(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \iiint_{V_d} \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{P}(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (2.10)$$

ahol $\mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}')$ az elektromos térre vonatkozó Green-diád. Ez az \vec{r}' helyen található gerjesztést transzformálja az \vec{r} pontbeli elektromos térbe, amennyiben $\vec{r}, \vec{r}' \in V_s$.

A Green-diád megoldása a következő diadikus egyenletnek:

$$\text{rot rot } \mathbf{G}(\vec{r}|\vec{r}') - k_c^2 \mathbf{G}(\vec{r}|\vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \mathbf{I}, \quad (2.11)$$

ahol δ a Dirac-függvényt, \mathbf{I} az egységdiádot jelenti és a diád komponensei kielégítik az adott elrendezésre vonatkozó megfelelő folytonossági- és peremfeltételeket. Amennyiben a \mathbf{G} diád minden komponense kielégíti az elektromos térre vonatkozó folytonossági- és peremfeltételeket, akkor az elektromos térre vonatkozó \mathbf{G}^e diádot kapjuk. Ha a (2.11) megoldásaként kapott \mathbf{G} diád minden komponense a mágneses térre vonatkozó folytonossági- és peremfeltételeket elégíti ki, akkor a mágneses térre vonatkozó Green-diádot kapjuk, amely jelölése \mathbf{G}^m .

Megjegyezzük, hogy a Green-diád megadása csak egyszerű geometriájú munkadarabok (pl.: féltér, lemez, rétegezett lemez, henger, cső, többrétegű cső, stb. alakú munkadarabok) esetében tehető meg viszonylag könnyen. Ezen eseteknek a gyakorlati jelentősége azonban igen nagy, mivel az iparban előforduló ECT problémák jelentős hányadában közelíthető a munkadarab egyszerű geometriájú elrendezéssel. A közelítés leginkább azért tehető meg, mert az ECT mérőfej és az anyaghiba általában kicsi, ezért az eredmény szempontjából érdekes térrész az anyaghiba közvetlen környezetére koncentrálódik, így a térrészben kialakuló elektromágneses tér kevésbé különbözik az egyszerűsített geometriájú elrendezésben kialakuló tértől.

Az elektromos térre vonatkozó Green-diád meghatározásán túl, (2.10) kiértékelésének egy másik nehézsége, hogy a $\mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}')$ diádban lévő függvények szingulárisok az $\vec{r} = \vec{r}'$ helyen, így a számítások során feltétlenül figyelemmel kell arra lenni, hogy az integrál kiértékelésére megfelelő, numerikusan stabilis algoritmust használjunk. Egy ilyen algoritmus megtalálása és implementálása a számítások egyik kulcskérdése.

(2.10) segítségével felírhatjuk a (2.7) teljes elektromos teret a következő formában:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}^i(\vec{r}) - j\omega\mu_0 \iiint_{V_d} \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{P}(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (2.12)$$

Bevezetjük a

$$v(\vec{r}) = \frac{\sigma(\vec{r}) - \sigma_0}{\sigma_0}, \quad (2.13)$$

ún. *relatív anyaghiba függvényt*, amelynek értéke nulla az anyaghibán kívül ($v(\vec{r}) = 0$, $\vec{r} \notin V_d$) és a V_d térfogatban nem nulla értéket vesz fel. Például nem vezető anyaghibák esetében $v(\vec{r}) = -1$, $\vec{r} \in V_d$ adódik. A (2.12) egyenletet beszorozva $\sigma(\vec{r}) - \sigma_0$ függvénnyel, valamint felhasználva (2.4) és (2.13) képleteket a térfogati anyaghibát leíró (a $\vec{P}(\vec{r})$ áramdipólus-sűrűsége vonatkozó másodfajú Fredholm típusú) integrálegyenlet szokásos formájához jutunk [50]:

$$\vec{P}(\vec{r}) = \vec{P}^i(\vec{r}) + k_c^2 v(\vec{r}) \iiint_{V_d} \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{P}(\vec{r}') d\vec{r}', \quad \vec{r} \in V_d, \quad (2.14)$$

ahol \vec{P}^i kifejezhető \vec{E}^i ismeretében:

$$\vec{P}^i(\vec{r}) = [\sigma(\vec{r}) - \sigma_0] \vec{E}^i(\vec{r}). \quad (2.15)$$

Látható, hogy (2.14) bal oldala és a jobb oldal mindkét tagja azonosan nulla az anyaghiba térfogatán kívül, így ezen integrálegyenletet csak a V_d térfogatban kell megoldani. A megoldás célja a \vec{P} ismeretlen meghatározása, aminek segítségével már számítható az adott ECT vizsgálófej jele (lásd a 2.1.2. pontot).

A (2.14) integrálegyenletben a mag szinguláris. Ezen szingularitás kezelése a Cauchy-féle főérték segítségével megoldható. Annak ellenére, hogy a probléma elméletileg jól körülhatárolt, az integrálegyenlet numerikus megoldásakor ezen szingularitás komoly odafigyelést igényel, így csak speciális erőfeszítések árán adható numerikusan is stabilis megoldása a (2.14) egyenletnek.

2.1.2. A térfogati anyaghiba örvényáramú válaszjelének számítása

A (2.14) megoldásként kapott \vec{P} anyaghibát leíró áramdipólus-sűrűség ismeretében meg tudjuk határozni a vizsgálófej jelét. Alapvetően két jel meghatározása képzelhető el. Az első esetben a munkadarabon kívül elhelyezkedő, mágneses teret mérő szenzor jelét, illetve ennek az anyaghiba hatására létrejövő megváltozását kell kiszámítani. A másik lehetséges eset az, amikor egy adott vizsgálótekercsben indukált feszültségnek az anyaghiba jelenlétéből adódó megváltozását kell kiszámítani. A második esetben az indukált feszültségváltozást a teret gerjesztő áramra szokás normálni, így gyakran impedancia-változás meghatározásáról beszélünk. A gyakorlatban előforduló vizsgálófejek (lásd pl. az 1.2.2. pontot) jelének számítása egyszerűen visszavezethető ezen két alapesetre. Megjegyezzük, hogy a térmérő szenzor jele – azaz a mágneses tér értékének meghatározása egy, vagy esetleg néhány pontban – szintén visszavezethető egy vizsgálótekercsben indukált feszültség meghatározására, erről a lehetőségről még szó lesz.

A mágneses tér változásának számítása

Az ECT fejben lévő mágneses tér szenzorok az anyaghiba következtében létrejövő térváltozást mérik. Ez az a térváltozás, amelyet az anyaghibát leíró \vec{P} áramdipólus-sűrűség, mint gerjesztés hoz létre abban a térrészben, ahol a szenzor található. Ennek számítása egyszerűen megtehető, amennyiben ismerjük azt a Green-diádot, \mathbf{G}_{sa}^m , amely a vizsgált munkadarabban található gerjesztést transzformálja a munkadarabon kívüli (általában a gerjesztéshez közeli) vizsgálati pontban lévő mágneses térbe [52]. E diád jelölése a szokásoknak megfelelően úgy történik, hogy a felső index a számított elektromágneses térjellemzőre vonatkozik (m : mágneses, lásd még (2.11) egyenletet), az alsó index betűi pedig rendre a gerjesztés és a vizsgáló pont helyét jelölik (s : munkadarab, a : a munkadarabon kívüli levegő). Az anyaghiba hatására létrejött $\Delta\vec{B}$ mágneses tér változását ($\Delta\vec{B} = \vec{B}^f = \vec{B} - \vec{B}^i$, ahol – összhangban (2.7) egyenlettel – \vec{B} a kialakult mágneses tér indukcióvektorát, \vec{B}^i pedig az anyaghiba figyelembevétele nélkül kapott indukciót jelenti) a vizsgált térrészben a következő alakban kaphatjuk meg [52]:

$$\Delta\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \iiint_{V_d} \mathbf{G}_{sa}^m(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \text{rot } \vec{P}(\vec{r}') d\vec{r}', \quad \vec{r} \in V_a, \quad (2.16)$$

ahol V_a azt a térrészt jelöli, ahol a mágneses tér változását kívánjuk meghatározni. Mivel \vec{r} és \vec{r}' különböző térrészben helyezkednek el, a Green-függvények nem szingulárisak, így (2.16) numerikus kiértékelése ismert \vec{P} esetében egyszerű feladatnak tekinthető.

Az impedancia-változás számítása

Tekintsük azt az esetet, amikor az ECT vizsgálófej egy adó és egy vevő tekercsből áll és a vizsgálófej egy adott pozícióban található a munkadarab környezetében. Az adó tekercs árama legyen I_a komplex csúcsértékű szinuszos áram, és azt kívánjuk mérni, hogy a vevő tekercsben indukált feszültség mennyiben változik a munkadarab V_d tartományában található anyaghiba hatására. $\vec{E}^i(\vec{r})$ az adó tekercs I_a árama által a hibamentes munkadarabba indukált elektromos tér, azaz a beiktatott tér (lásd (2.14) egyenletet). Feltételezve, hogy a vevő tekercs árama egy I_a frekvenciájával azonos frekvenciájú I_v fiktív áram, hasonló módon kiszámítható a $\vec{E}^{vi}(\vec{r})$ fiktív elektromos tér, ami a vevő

tekercs által a hibamentes munkadarabra indukált elektromos teret jelenti. Jelölje továbbá ΔU_v a vevő tekercsbe indukált feszültség megváltozását, amely a V_d térfogatban található anyaghiba hatására jön létre ($\Delta U_v = U_v - U_v^i$, ahol U_v a gerjesztetlen vevő tekercsben indukált feszültséget, U_v^i pedig a gerjesztetlen vevő tekercsben, hibamentes munkadarab feltételezése esetében indukált feszültséget jelenti).

A vevő tekercsben indukált feszültség megváltozása \vec{E}^i és \vec{E}^{vi} , valamint a (2.14) integrálegyenlet megoldásaként kapott \vec{P} anyaghibát leíró áramdipólus-sűrűség ismeretében a reciprocitás [149] felhasználásával a következő módon adható meg:

$$\Delta U_v = -\frac{1}{I_v} \iiint_{V_d} \vec{E}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (2.17)$$

Gyakran előfordul az az eset, amikor egy ECT fejben ugyanazon tekercs tölti be az adó és a vevő szerepét is és az ECT válaszelnek ezen tekercs impedanciájának megváltozása (ΔZ) tekinthető. Ilyenkor – felhasználva, hogy $I_a \Delta Z = \Delta U_a$ (ΔU_a az adó tekercsben indukált feszültségnek az anyaghiba jelenléte következtében létrejött megváltozása) – (2.17) és $\Delta U_a = \Delta U_v$ alapján, az ECT fej válaszele a jólismert formában adódik [50]:

$$\Delta Z = -\frac{1}{I^2} \iiint_{V_d} \vec{E}^i(\vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (2.18)$$

ahol $I = I_a = I_v$ a tekercs árama.

Adó- és vevő tekercsekből álló vizsgálófejek esetében az anyaghiba jelét a következő impedancia jellegű mennyiségként is szokták megadni:

$$\Delta Z = \frac{\Delta U_v}{I_a} = -\frac{1}{I_a I_v} \iiint_{V_d} \vec{E}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{P}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (2.19)$$

A (2.17) könnyen általánosítható azokra az esetekre, amikor több adó- és/vagy több vevő tekercs található az ECT fejben, illetve egyszerűen kezelhető az olyan konfiguráció is, amelyben bizonyos vevő tekercsek differenciális módba vannak összekapcsolva.

Az ECT fej vevő tekercsbe indukált feszültség megváltozását annak definíciója alapján úgy számolnánk, hogy a \vec{P} által generált elektromos térerősséget integrálnánk a tekercs menetei mentén. Ezen eljárásnál egy sokkal egyszerűbb és numerikusan stabilisabb megoldást kínálnak a (2.17) és (2.18) képletek, mivel az integrál kiértékeléséhez szükséges adatok gyakorlatilag már a (2.14) integrálegyenlet megoldásakor rendelkezésre állnak. Ez feltétlenül így van egytekercses ECT fejek esetében (2.18), illetve az adóból és vevőből álló ECT fejek esetén csak ugyanazon eljárás ismételt alkalmazása szükséges a vevő tekercsre, amelyet már az integrálegyenlet megoldása előtt alkalmaztunk az adóra (azaz ki kell számítani a fiktív I_v áram esetében a vevő tekercs által indukált \vec{E}^{vi} beiktatott teret is). Nincs szükség viszont új Green-függvények használatára, mint ahogyan az a definíció alapján történő számításokhoz szükséges lett volna. A (2.17) és (2.18) képletek még arra is rámutatnak, hogy annak érdekében, hogy az ECT jelet pontosan ki tudjuk számítani, a \vec{P} függvényt integrális értelemben kell pontosan meghatározni.

A mágneses tér értékeinek meghatározása az impedancia-változás képletével

Tekintsünk egy kicsiny hurkot, amely közelítőleg egy síkban elhelyezkedő, azonos sugarú, N számú menetből áll. Helyezzük el ezt a hurkot úgy, hogy annak középpontja abban a pontban legyen, ahol a mágneses tér anyaghiba következtében létrejövő megváltozását kívánjuk mérni, pontosabban a mágneses tér azon komponensének megváltozását, amely a hurok síkjának normálisa irányba esik. A mérőhurok A keresztmetszete legyen annyira kicsi, hogy feltételezhessük, hogy a mágneses tér jó közelítéssel ugyanaz az A felület minden pontjában.

Az ECT fejben lévő gerjesztő tekercset és a leírt mérőhurkot tekintsük egy adóból és vevőből álló ECT fej tekercseinek. Ezek alapján a mérőhurokban (vevő tekercsben) indukált feszültség megváltozását számíthatjuk a (2.17) képlet alapján. (I_v és a hurok síkjának normálisa a jobbsav szabály szerint vannak összerendelve.) Ugyanez a feszültségváltozás felírható a mágneses indukció hurok síkjának normálisa irányába mutató komponensének, az anyaghiba jelenlétéből adódó megváltozásából (ΔB_n) is az indukciótörvény segítségével. Ezek alapján írhatjuk, hogy

$$\Delta U_v = -j\omega AN\Delta B_n, \quad (2.20)$$

ahol ΔU_v a (2.17) alapján kapott eredmény. (2.20) egyenletből pedig egyszerűen kifejezhető a keregett mágneses indukció megváltozása:

$$\Delta B_n = -\frac{\Delta U_v}{j\omega AN}. \quad (2.21)$$

A mágneses indukció megváltozás ezen képlet alapján történő számításának az előnye ugyanaz, mint amit az impedancia-változás számításánál az imént leírtunk, tehát az, hogy nincs szükség új Green-függvények meghatározására, mint ahogyan arra szükség volt a (2.16) képlet alapján történő számítás esetében. A gyakorlatban elsősorban az adott számítási környezet határozza meg, hogy az impedancia-változásból való számítás (ebben az esetben a mérőhurok beiktatott terét kell kiszámítani) vagy a közvetlen mágneses tér számítása (ebben az esetben szükség van a megfelelő Green-függvényekre) a célravezetőbb.

2.2. A felületszerű repedés válaszeljének szimulációja

2.2.1. A felületszerű repedést leíró integrálegyenlet

A továbbiakban sokat fogunk foglalkozni a felületszerű repedést leíró integrálegyenlet megoldásával, ezért ezen integrálegyenlet levezetését a [46] irodalom nyomán ebben a pontban áttekintjük.

Tekintsük a 2.2. ábrán látható elrendezést, ahol egy örvényáramú vizsgálófej található a V_s térfogatban elhelyezkedő vizsgálandó munkadarab felett. A munkadarab vezetőképessége és permeabilitása σ_0 és μ_0 , mindenhol állandó. A felületszerű repedést úgy kell elképzelnünk, hogy kiindulunk egy nagyon vékony levegővel kitöltött anyagihiányból, amely anyagihiány vastagságát minden határon túl csökkentjük addig, amíg a repedés rásimul az S_c felületre. A felületszerű repedésnél tehát egy véges vastagságú anyagihiányból indultunk ki, amelyél a repedés térfogata nulla vezetőképességű, $\mu = \mu_0$ permeabilitású anyaggal van kitöltve. A felületszerű repedés S_c felületének normálisa az \hat{n} egységvektor, a felület két oldalának közvetlen környezetében az elektromágneses tér értékeket $+$ és $-$ felső indexek jelölik (lásd a 2.2. ábrát). A továbbiakban olyan repedésekkel foglalkozunk, amelyeknél S_c egy adott síkban van, mivel a gyakorlatban általában ilyen repedéseket vizsgálunk. A kapott eredmények azonban könnyen általánosíthatók lennének megfelelően síma, görbült felületi repedésekre is.

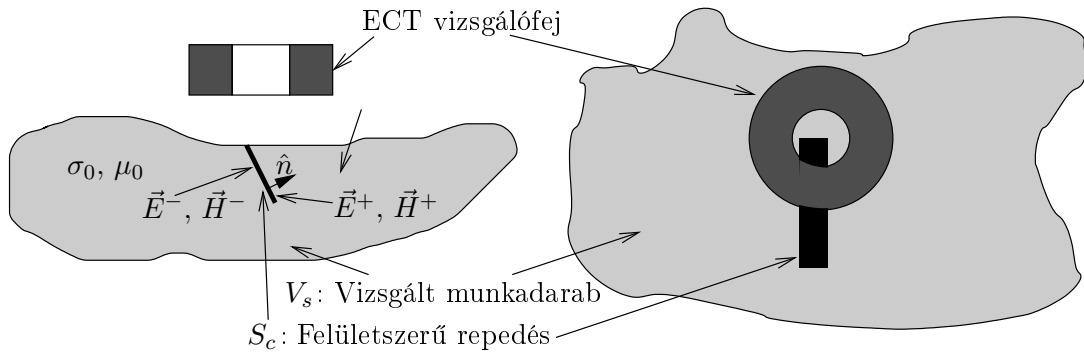
Az elektromágneses tér viselkedése a repedés környezetében

Figyelembe véve azon térfogati anyaghiba tulajdonságait, amely vastagságának csökkentéseként megkaptuk a felületszerű repedést, az S_c felületre vonatkozóan a következő határfeltételeket fogalmazhatjuk meg. Mivel az S_c felületen nem folyik tangenciális felületi áram, a mágneses tér tangenciális komponense folytonos lesz:

$$\vec{H}_t^+(\vec{r}) - \vec{H}_t^-(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in S_c, \quad (2.22)$$

ahol a t index a tangenciális komponens jele, azaz pl. $\vec{H}_t^+ = (\hat{n} \times \vec{H}^+) \times \hat{n}$. Folytonos lesz a mágneses indukció vektor normális komponense is:

$$B_n^+(\vec{r}) - B_n^-(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in S_c, \quad (2.23)$$



2.2. ábra. ECT vizsgálófej egy felületszerű repedést tartalmazó munkadarab felett

ahol az n index a vektor normális irányú komponensét jelöli, azaz pl. $B_n^+ = \vec{B}^+ \cdot \hat{n}$.

Az áramsűrűség vektor és így az elektromos térerősség sem folytonos az S_c felületen. Az elektromos tér ugrásáról (2.23) alapján a II. Maxwell-egyenlet (2.2) felhasználásával állítható, hogy az rotáció-mentes ($\text{rot}(\vec{E}_t^+ - \vec{E}_t^-) = 0$). Ezek alapján a tangenciális elektromos tér ugrását előállíthatjuk egy skaláris függvény gradienseként, azaz írhatjuk, hogy

$$\vec{E}_t^+(\vec{r}) - \vec{E}_t^-(\vec{r}) = -\frac{1}{\sigma_0} \text{grad}_t p(\vec{r}), \quad \vec{r} \in S_c, \quad (2.24)$$

ahol p az S_c felületen értelmezett skalár függvény és grad_t a felületen vett gradiens operátort jelenti ($\text{grad}_t = \text{grad} - \hat{n}(\frac{\partial}{\partial n})$). A p skalár függvényben szabadon választható additív konstans értéket úgy választjuk meg, hogy p értéke 0 legyen az S_c felület munkadarab belsejében lévő élének egyik pontjában. Ezen választással és felhasználva a repedés környezetében lévő elektromos tér irodalomban részletezett viselkedését [63] megállapítható, hogy a p értéke azonosan nulla a repedésnek a vizsgálandó munkadarabban lévő eleinél [64].

A (2.24) egyenletben előírt ugrást elő lehet állítani egy normális irányú felületi áramdipólus-sűrűséggel $\vec{p}(\vec{r}) = p(\vec{r})\hat{n}$, ($\vec{r} \in S_c$) [150, 151]. Megjegyezzük, hogy sokkal természetesebb lenne ezen ugrást előállítani egy, az S_c felület síkjában folyó felületi mágneses áram által gerjesztetten. Az áramdipólus-sűrűség előállítás számítástechnikai előnye a mágneses áramhoz képest az, hogy \vec{p} egyetlen skalár segítségével leírható.

Végezetül felírhatjuk a vékony repedéseket reprezentáló S_c felület két oldalán lévő elektromágneses térre vonatkozó utolsó feltételt. Ez azt az egyszerű tényt fejezi ki, hogy a szigetelő tulajdonságokkal bíró repedésen keresztül nem folyhat áram, így az S_c felület két oldalán az áramsűrűség normális irányú komponense nulla. Ebből következik, hogy az elektromos térerősség normális irányú komponense is nulla az S_c felület mindkét oldalán, azaz

$$E_n^+(\vec{r}) = E_n^-(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in S_c. \quad (2.25)$$

A felületi áramdipólus-sűrűség viselkedése a repedés peremén egy speciális elrendezés esetében

Vizsgáljuk azokat a speciális sík felülettel jellemzett repedéseket, amelyek síkokkal határolt fémekben találhatók (tipikusan lemez vagy féltér alakú munkadarabok) és a repedések síkjai merőlegesek a munkadarabot határoló azon felület síkjára/síkjaira, amelyekből azok kiindulnak. Ha olyan repedésről van szó, amely egyik éle sem esik a munkadarab felületébe, akkor a munkadarab alakja tetszőleges lehet. Annak gyakorlati jelentősége miatt összefoglaljuk az ilyen repedéseket leíró felületi áramdipólus-sűrűség eloszlásokra vonatkozó peremfeltételeket.

Legyen(ek) tehát a munkadarabot határoló azon sík(ok) amely(ek)ből a repedés kiindul a Descartes-koordinátarendszer z tengelyére merőleges sík(ok)ban és legyen az S_c repedés felülete egy olyan sík amely normálisa merőleges a z tengely irányú \hat{z} egységvektorra, azaz $\hat{n} \cdot \hat{z} = 0$. Az S_c

felületet határoló l görbét két szakaszra bonthatjuk. l_f , legyen az a szakasz, amely része a munkadarabot határoló sík felületek valamelyikének, l_m pedig legyen a határoló görbének azon többi része, amely a munkadarab belsejében halad ($l = l_m \cup l_f$). (Azon repedéseknél, amelyek nem a munkadarab felületéből indulnak ki, nincs l_f .) Ezen jelölésekkel felírhatjuk a felületi áramdipólus-sűrűség $\vec{p}(\vec{r}) \cdot \hat{n} = p(\vec{r})$ normális irányú komponensére vonatkozó peremfeltételeket a következő módon [65]:

$$p(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in l_m, \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial p(\vec{r})}{\partial z} = 0, \quad \vec{r} \in l_f. \quad (2.27)$$

A felületi áramdipólus meghatározására szolgáló integrálegyenlet

Tetszőleges p függvény választásával az (2.22) és (2.23) feltételek teljesülnek, így p értékét (2.25) fogja meghatározni. Írjuk fel tehát az elektromos teret a munkadarabban az ECT vizsgálófej árama által, a repedés nélküli munkadarabban gerjesztett $\vec{E}^i(\vec{r})$ és a felületi áramdipólus-sűrűség által generált elektromos terek összegeként a következő formában:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}^i(\vec{r}) - j\omega\mu_0 \iint_{S_c} \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{p}(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (2.28)$$

ahol a jobb oldal második tagja a felületi áramdipólus-sűrűség által létrehozott elektromos tér kifejezése a diadikus Green-függvények segítségével [52]. Jelölje a továbbiakban \vec{r}_{\pm} az S_c felület egy pontjára a pozitív és negatív oldalak irányából a normális vektor mentén való közelítés határértékét. A (2.28) egyenlet skaláris szorzatát véve az \hat{n} egységvektorral, valamint felhasználva a (2.25) feltételből adódó $\hat{n} \cdot \vec{E}(\vec{r}_{\pm}) = 0$ azonosságot, megkapjuk a felületszerű repedésre vonatkozó integrálegyenletet a következő formában [46]:

$$0 = E_n^i(\vec{r}_{\pm}) - j\omega\mu_0 \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_{\pm}} \iint_{S_c} g(\vec{r}|\vec{r}') p(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (2.29)$$

ahol $g(\vec{r}|\vec{r}') = \hat{n} \cdot \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \hat{n}$. A (2.29) akár a $+$, vagy akár a $-$ indexek figyelembevételével kiértékelhető, mivel (2.25) mindkét indexre ugyanazon feltételt fogalmazza meg és az E_n^i folytonosságából adódóan $E_n^i(\vec{r}_+) = E_n^i(\vec{r}_-)$.

A (2.29) integrálegyenletben szereplő mag erősen szinguláris [152], így az egyenlet numerikus megoldása komoly nehézségeket okoz. A probléma elméletileg sem kezelhető már a Cauchy-féle főértékkel sem, mivel az is végtelenné válik. A későbbiekben közölni fogok egy eljárást, amely segítségével aránylag csekély számítási igény mellett is numerikusan stabilis megoldását sikerült adni a (2.29) integrálegyenletnek.

2.2.2. A felületszerű repedés örvényáramú válaszjelének számítása

A felületszerű repedés hatására létrejövő mágneses tér, indukált feszültség, illetve impedancia-változások a 2.1.2. pontban leírtakkal analóg módon számíthatók. Az ott található magyarázatok közvetlenül átültethetők az általunk vizsgált felületszerű repedések válaszjelének számítására. A legfontosabb különbség abban rejlik, hogy a felületszerű repedés esetében a forrás az S_c felületre koncentrálódó normális irányú felületi áramdipólus-sűrűség $\vec{p}(\vec{r}) = p(\vec{r})\hat{n}$, szemben a térfogati anyaghibával, ahol a tér megváltozásáért felelős forrás a V_a térfogatra koncentrálódó $\vec{P}(\vec{r})$ térfogati áramdipólus-sűrűség. Így a (2.16)-(2.19) egyenleteknek megfelelően a következő módon számítható ki a felületszerű repedés ECT jele.

A mágneses indukció anyaghiba jelenlétéből adódó megváltozása, $\Delta \vec{B}$ felírható a

$$\Delta \vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \iint_{S_c} \mathbf{G}_{sa}^m(\vec{r}|\vec{r}') \cdot (\text{grad } p(\vec{r}') \times \hat{n}) d\vec{r}', \quad \vec{r} \in V_a \quad (2.30)$$

alakban, ahol V_a azt a térrészt jelöli, ahol a mágneses tér változását kívánjuk meghatározni. \mathbf{G}_{sa}^m a mágneses térre vonatkozó Green-diádot jelöli, amikor a gerjesztés a vizsgált munkadarabban, a vizsgáló pont pedig a munkadarabon kívüli (általában a gerjesztéshez közeli) pontban van. Az integrálban található gerjesztő tér pedig a \vec{p} felületi áramdipólus-sűrűség rotációja a [151] irodalomban található (2.122) képletnek megfelelően kifejtve (itt figyelembe vettük azt is, hogy \hat{n} állandó, mivel S_c egy síkban van).

Amennyiben az ECT vizsgálófej egy adó- és egy vevő tekercsből áll, a vevő tekercsben indukált feszültségnek az anyaghiba jelenléte miatti megváltozása, ΔU_v a következő képlettel számítható:

$$\Delta U_v = -\frac{1}{I_v} \iint_{S_c} E_n^{vi}(\vec{r}) p(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (2.31)$$

ahol $E_n^{vi}(\vec{r})$ úgy kapható meg, hogy kiszámítjuk a vevő tekercs fiktív I_v árama által a hibamentes munkadarabba indukált elektromos térnek az S_c felület normálisa irányába mutató rendezőjét (I_v frekvenciája megegyezik az adó tekercset gerjesztő áram frekvenciájával). A (2.19) képlethez hasonlóan a felületszerű repedések esetében is normálhatjuk a vevőben indukált feszültséget a teret gerjesztő áramra (I_a), így a következő impedancia jellegű mennyiséget kapjuk:

$$\Delta Z = \frac{\Delta U_v}{I_a} = -\frac{1}{I_a I_v} \iint_{S_c} E_n^{vi}(\vec{r}) p(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (2.32)$$

ahol I_a az adó tekercset gerjesztő áram. A (2.31) is könnyen általánosítható arra az esetekre, amikor több adó- és/vagy több vevő tekercs található az ECT fejben, illetve egyszerűen kezelhető az olyan konfiguráció is, amelyben bizonyos vevő tekercsek differenciális módba vannak összekapcsolva.

Abban a gyakran előforduló, speciális esetben, amikor az adó- és vevő tekercsek szerepét ugyanaz a tekercs tölti be, a tekercs impedanciájának az anyaghiba jelenlétéből adódó megváltozása (ΔZ) a (2.31) egyenlet alapján a következő ismert alakban kapható meg [46]:

$$\Delta Z = -\frac{1}{I^2} \iint_{S_c} E_n^i(\vec{r}) p(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (2.33)$$

Itt $I = I_a = I_v$ az egyetlen tekercs árama és $E_n^i(\vec{r})$ a tekercs árama által a hibamentes munkadarabba indukált elektromos térnek az S_c felület normálisa irányába eső rendezője.

2.3. Adott áramdipólus-sűrűség elektromágneses tere

Ebben a részben egy végtelen kiterjedésű lemez belsejében előírt áramdipólus-sűrűség által keltett elektromágneses tér térbeli Fourier-transzformáltját írom fel zárt alakban. Az általam kidolgozott és a következőkben röviden bemutatásra kerülő eljárást bővebben a [153] irodalomban közöltem. Az elektromágneses tér tárgyalt leírása – többek között – előnyösen alkalmazható a térfogati anyaghibát (2.14) és a felületszerű repedést (2.29) leíró integrálegyenletek megoldásakor, továbbá használható az anyaghiba hatására mérhető mágneses térváltozás (2.16) és (2.30) meghatározására is.

2.3.1. Az elektromágneses tér térbeli Fourier-transzformáltjának kifejezése forrásmentes homogén közegben

A továbbiakban az elektromos és mágneses térerősség vektorainak egy tömör kifejezését adjuk forrásmentes homogén közegben. Kétféle közeget vizsgálunk. Az egyik a levegő, amely anyagjellemzői az ϵ_0 és μ_0 , vákuum permittivitása és permeabilitása. A másik vizsgált közeg a lineáris anyagjellemzőkkel rendelkező elektromosan vezető anyaggal kitöltött térrész, amelyet a közeg μ permeabilitásával és σ vezetőképességével jellemezzük. Feltételezzük, hogy a tér ω frekvenciával változó szinuszos időfüggésű, így a komplex számítási módszer alapján a térerősségek időfüggvénye helyett az azokat

leíró komplex csúcsértékeket használjuk. Az elektromágneses teret Descartes-koordinátákban fogjuk felírni.

Az első két Maxwell-egyenlet, (2.1) és (2.2) átalakításával, \vec{E} kiküszöbölésével jutunk a jólismert

$$\text{rot rot } \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0 \quad (2.34)$$

egyenletre, ahol

$$k^2 = \begin{cases} k_c^2 = -j\omega\mu\sigma, & \text{fémekben,} \\ k_a^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0, & \text{szigetelőben.} \end{cases} \quad (2.35)$$

Bevezetjük a térerősségek térbeli Fourier-transzformáltját a következő módon. Legyen a \vec{H} mágneses térerősségvektor z irányú rendezőjének x változó szerinti térbeli Fourier-transzformáltja és ennek inverzének jelölése és definíciója a következő:

$$\mathcal{F}_x \{H_z\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_z e^{j\alpha x} dx, \quad (2.36)$$

$$H_z = \mathcal{F}_\alpha^{-1} \{\mathcal{F}_x \{H_z\}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}_x \{H_z\} e^{-j\alpha x} d\alpha, \quad (2.37)$$

ahol α az x térbeli koordináta spektrumbeli párja. Hasonlóan értelmezzük az y koordináta szerinti Fourier-transzformáltakat a következő képlettel:

$$\mathcal{F}_y \{H_z\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_z e^{j\beta y} dy, \quad (2.38)$$

$$H_z = \mathcal{F}_\beta^{-1} \{\mathcal{F}_y \{H_z\}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}_y \{H_z\} e^{-j\beta y} d\beta, \quad (2.39)$$

ahol β pedig az y térbeli koordináta spektrumbeli párja.

Egy vektor valamely irányú rendezőjének kétdimenziós térbeli Fourier-transzformáltja értelmezhető az egydimenziós transzformáltak alapján. A továbbiakban a (térbeli) Fourier-transzformáció alatt a *kétdimenziós* térbeli Fourier-transzformációt értjük. Az \vec{H} vektor z irányú rendezőjének x és y változók szerinti térbeli Fourier-transzformáltja és ennek inverzének jelölése és értelmezése a következő:

$$H_z(\alpha, \beta, z) = \mathcal{F}_{xy} \{H_z(x, y, z)\} = \mathcal{F}_y \{\mathcal{F}_x \{H_z\}\} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_z e^{j(\alpha x + \beta y)} dx dy, \quad (2.40)$$

$$H_z(x, y, z) = \mathcal{F}_{\alpha\beta}^{-1} \{H_z(\alpha, \beta, z)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_z e^{-j(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta. \quad (2.41)$$

Teljesen analóg módon kaphatók meg a \vec{H} vektor x - és y -irányú rendezőinek térbeli Fourier-transzformáltjai is. Ezek segítségével értelmezhető magának a vektornak is a térbeli Fourier-transzformáltja a következő definícióval:

$$\vec{H} = \mathcal{F}_{xy} \{\vec{H}\} = H_x \hat{x} + H_y \hat{y} + H_z \hat{z}, \quad (2.42)$$

ahol \hat{x} , \hat{y} és \hat{z} a Descartes-koordinátarendszer egyes tengelye irányába mutató egységvektorok. Az \vec{E} elektromos térerősség és más térvektorok transzformáltjai a bemutatott \vec{H} vektorhoz hasonlóan értelmezettek.

Használni fogjuk még a térbeli deriváltakra vonatkozó következő tételeket is:

$$\mathcal{F}_{xy} \left\{ \frac{\partial \vec{H}}{\partial x} \right\} = -j\alpha \vec{H}, \quad \mathcal{F}_{xy} \left\{ \frac{\partial \vec{H}}{\partial y} \right\} = -j\beta \vec{H}. \quad (2.43)$$

A (2.34) egyenlet Fourier-transzformáltját felírva a vektorok rendezőire (H_x , H_y , H_z) és alkalmazva a (2.43) tételeket, három skalár változóra vonatkozó egyenletre jutunk. Ezen egyenleteket átrendezve egyrészt H_z kifejezhető a másik két rendező Fourier-transzformáltjával a következő alakban:

$$H_z = -\frac{j\alpha}{k^2 - \alpha^2 - \beta^2} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{j\beta}{k^2 - \alpha^2 - \beta^2} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (2.44)$$

másrészt a másik két rendező Fourier-transzformáltjára pedig a következő két közönséges differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + (k^2 - \alpha^2 - \beta^2) H_x = 0, \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k^2 - \alpha^2 - \beta^2) H_y = 0. \quad (2.46)$$

Ezeknek az egyenleteknek a megoldása általánosan felírható a következő alakban:

$$H_x(\alpha, \beta, z) = H_x^+(\alpha, \beta) e^{-j\gamma z} + H_x^-(\alpha, \beta) e^{j\gamma z}, \quad (2.47)$$

$$H_y(\alpha, \beta, z) = H_y^+(\alpha, \beta) e^{-j\gamma z} + H_y^-(\alpha, \beta) e^{j\gamma z}, \quad (2.48)$$

ahol,

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_c = \sqrt{-j\omega\mu_0\sigma - \alpha^2 - \beta^2}, & \Im\{\gamma_c\} \leq 0, & \text{fémekben} \\ \gamma_a = \sqrt{\omega^2\mu_0\varepsilon_0 - \alpha^2 - \beta^2}, & \Im\{\gamma_a\} \leq 0 \text{ vagy } \Re\{\gamma_a\} \geq 0, & \text{szigetelőben} \end{cases}. \quad (2.49)$$

$\Re\{\cdot\}$ és $\Im\{\cdot\}$ a komplex szám valós és képzetes részét jelöli. $H_x^+(\alpha, \beta)$, $H_x^-(\alpha, \beta)$, $H_y^+(\alpha, \beta)$ és $H_y^-(\alpha, \beta)$ z -től független függvények, amelyeket a vizsgált térrész határain lévő peremfeltételek határoznak meg. (2.44) felhasználásával kaphatjuk meg a mágneses tér z irányú rendezőjének Fourier-transzformáltját:

$$H_z(\alpha, \beta, z) = -\frac{\alpha}{\gamma} [H_x^+ e^{-j\gamma z} - H_x^- e^{j\gamma z}] - \frac{\beta}{\gamma} [H_y^+ e^{-j\gamma z} - H_y^- e^{j\gamma z}]. \quad (2.50)$$

Végül (2.1) felhasználásával kifejezhetjük az elektromos térerősség kétdimenziós térbeli Fourier-transzformáltját is a következő alakban:

$$E_x(\alpha, \beta, z) = \frac{j\alpha\beta}{\kappa\gamma} [H_x^+ e^{-j\gamma z} - H_x^- e^{j\gamma z}] + \frac{j(\beta^2 + \gamma^2)}{\kappa\gamma} [H_y^+ e^{-j\gamma z} - H_y^- e^{j\gamma z}], \quad (2.51)$$

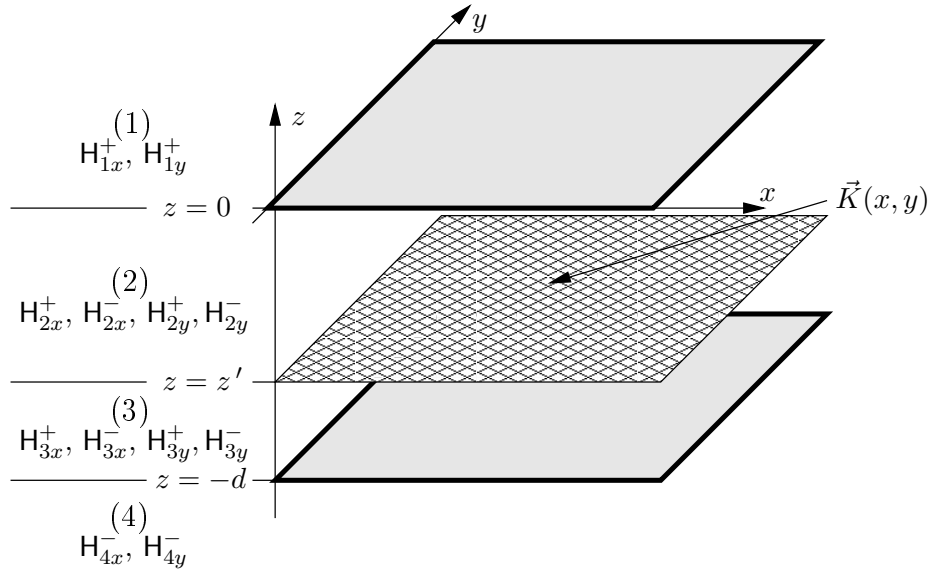
$$E_y(\alpha, \beta, z) = -\frac{j(\alpha^2 + \gamma^2)}{\kappa\gamma} [H_x^+ e^{-j\gamma z} - H_x^- e^{j\gamma z}] - \frac{j\alpha\beta}{\kappa\gamma} [H_y^+ e^{-j\gamma z} - H_y^- e^{j\gamma z}], \quad (2.52)$$

$$E_z(\alpha, \beta, z) = \frac{j\beta}{\kappa} [H_x^+ e^{-j\gamma z} + H_x^- e^{j\gamma z}] - \frac{j\alpha}{\kappa} [H_y^+ e^{-j\gamma z} + H_y^- e^{j\gamma z}], \quad (2.53)$$

ahol,

$$\kappa = \begin{cases} \kappa_c = \sigma, & \text{fémekben,} \\ \kappa_a = j\omega\varepsilon_0, & \text{szigetelőben.} \end{cases} \quad (2.54)$$

Az elektromos és mágneses tér fenti kifejezéseire jellemző tehát, hogy a hat térkomponens négy α és β függő függvény segítségével (H_x^+ , H_x^- , H_y^+ , H_y^-) van kifejezve. A térkomponensek z szerinti függése ismert exponenciális. A (2.47)-(2.54) egyenletekkel adott rendezők inverz Fourier-transzformáltja adja az elektromos és mágneses teret a homogén, forrásmentes térrészben. Az ilyen módon kapott leírást a hullámtanban az elektromágneses tér *síkhullámok szerinti felbontásként* adott felírásának szokták nevezik.



2.3. ábra. Felületi áram egy vezető lemez belsejében a $z = z'$ síkban

2.3.2. Lemez belsejében folyó felületi áram tere

Tekintsük a 2.3. ábrán látható elrendezést, ahol egy végtelen kiterjedésű lemez helyezkedik el az öt körülvevő levegőben. A lemez felső és alsó határoló síkjai a $z = 0$ és $z = -d$ síkok. A lemez anyagának permeabilitása μ , vezetőképessége σ . A lemezen belül a $z = z'$ síkban ($-d \leq z' \leq 0$) áram folyik, amely felületi áramsűrűsége $\vec{K}(x, y)$ adott. Célunk, hogy felírjuk ezen felületi áramsűrűség, mint forrás által létrehozott elektromágneses tér térbeli Fourier-transzformáltját. Ezen kifejezés egy köztes eredmény, amelyet a következő pontban arra fogjuk használni, hogy ezen megoldás súlyozott átlagaként elő tudjuk állítani az adott térbeli áramdipólus-sűrűség, mint gerjesztés által keltett elektromágneses tér térbeli Fourier-transzformáltját.

A vizsgált elrendezés négy homogén, forrásmentes térrészből áll, ezek a 2.3. ábráról is leolvashatóan a következők: (1) : $0 < z < \infty$, (2) : $z' < z < 0$, (3) : $-d < z < z'$ és (4) : $-\infty < z < -d$. Az egyes térrészekben az elektromágneses tér Fourier-transzformáltja felírható a $H_{ix}^+(\alpha, \beta)$, $H_{ix}^-(\alpha, \beta)$, $H_{iy}^+(\alpha, \beta)$ és $H_{iy}^-(\alpha, \beta)$ ($i = 1, 2, 3, 4$ a térrész sorszámát jelöli) függvények segítségével. A térkomponensek kifejezéséhez (1) és (2) térrészekben a (2.47)-(2.54) képleteket használjuk, a (3) és (4) térrészben pedig ugyanezen képleteket a $z = z + d$ helyettesítéssel alkalmazzuk. A helyettesítés oka az, hogy a későbbiekben felírásra kerülő képletek egyszerűsödjenek. A helyettesítés azt jelenti, hogy az ismeretlen függvények konstans szorosát tekintjük az új ismeretlennek, ezen változtatás természetesen a megoldást nem befolyásolja.

A sugárzási feltételből – amely azt fejezi ki, hogy az (1) térrészben nincs negatív irányba haladó, a (4) térrészben pedig nincs pozitív irányba haladó hullám – az (1) és (4) térrészekben a következő adódik:

$$H_{1x}^-(\alpha, \beta) = 0, \quad H_{1y}^-(\alpha, \beta) = 0, \quad (2.55)$$

$$H_{4x}^+(\alpha, \beta) = 0, \quad H_{4y}^+(\alpha, \beta) = 0. \quad (2.56)$$

A $z = 0$ és $z = -d$ síkokban felírhatók az elektromos és mágneses térerősség tangenciális komponensére vonatkozó folytonossági feltételek. Egészen pontosan a folytonossági feltételek Fourier-transzformáltját írjuk fel. Ez azért tehető meg egyszerűen, mert a közegeket elválasztó felület az xy síkban van, abban a síkban tehát, amelyben a két dimenziós Fourier-transzformációt hajtjuk végre.

A (1) és (2) térrész határán felírható folytonossági egyenletekből:

$$\left[\vec{H}_1(x, y, z=0) - \vec{H}_2(x, y, z=0) \right] \times \hat{z} = 0, \quad (2.57)$$

$$\left[\vec{E}_1(x, y, z=0) - \vec{E}_2(x, y, z=0) \right] \times \hat{z} = 0, \quad (2.58)$$

a következő algebrai egyenletek adódnak:

$$H_{1x}^+ - H_{2x}^+ - H_{2x}^- = 0, \quad (2.59)$$

$$H_{1y}^+ - H_{2y}^+ - H_{2y}^- = 0, \quad (2.60)$$

$$\frac{j\alpha\beta}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{1x}^+ + \frac{j(\beta^2 + \gamma_a^2)}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{1y}^+ - \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} [H_{2x}^+ - H_{2x}^-] - \frac{j(\beta^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} [H_{2y}^+ - H_{2y}^-] = 0, \quad (2.61)$$

$$-\frac{j(\alpha^2 + \gamma_a^2)}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{1x}^+ - \frac{j\alpha\beta}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{1y}^+ + \frac{j(\alpha^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} [H_{2x}^+ - H_{2x}^-] + \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} [H_{2y}^+ - H_{2y}^-] = 0. \quad (2.62)$$

A (3) és (4) térrészeket elválasztó síkban felírható folytonossági egyenletekből:

$$\left[\vec{H}_3(x, y, z=-d) - \vec{H}_4(x, y, z=-d) \right] \times \hat{z} = 0, \quad (2.63)$$

$$\left[\vec{E}_3(x, y, z=-d) - \vec{E}_4(x, y, z=-d) \right] \times \hat{z} = 0, \quad (2.64)$$

a következő feltételek kaphatók:

$$H_{3x}^+ + H_{3x}^- - H_{4x}^- = 0, \quad (2.65)$$

$$H_{3y}^+ + H_{3y}^- - H_{4y}^- = 0, \quad (2.66)$$

$$\frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} [H_{3x}^+ - H_{3x}^-] + \frac{j(\beta^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} [H_{3y}^+ - H_{3y}^-] + \frac{j\alpha\beta}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{4x}^- + \frac{j(\beta^2 + \gamma_a^2)}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{4y}^- = 0, \quad (2.67)$$

$$-\frac{j(\alpha^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} [H_{3x}^+ - H_{3x}^-] - \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} [H_{3y}^+ - H_{3y}^-] - \frac{j(\alpha^2 + \gamma_a^2)}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{1x}^- - \frac{j\alpha\beta}{j\omega\varepsilon_0\gamma_a} H_{4y}^- = 0. \quad (2.68)$$

A (2) és (3) közegek határán lévő $z = z'$ síkban a felületi áramsűrűség xy síkban lévő komponensének hatására a mágneses tér tangenciális komponense, valamint a felületi áramsűrűség z irányú komponensének térbeli változása következtében az elektromos térerősség tangenciális komponense ugrik a következő módon [150, 151]:

$$\left(\hat{z} \times \left[\vec{H}_2(x, y, z=z') - \vec{H}_3(x, y, z=z') \right] \right) \times \hat{z} = \vec{K}(x, y) \times \hat{z}, \quad (2.69)$$

$$\left(\hat{z} \times \left[\vec{E}_2(x, y, z=z') - \vec{E}_3(x, y, z=z') \right] \right) \times \hat{z} = -\frac{1}{\sigma} \text{grad}_t \left[\hat{z} \cdot \vec{K}(x, y) \right], \quad (2.70)$$

ahol \vec{H}_2 , \vec{E}_2 , \vec{H}_3 és \vec{E}_3 az elektromos és mágneses térerősségeket jelöli a (2), illetve a (3) tartományokban. Bevezetve a felületi áramsűrűség kétdimenziós Fourier-transzformáltját a $\mathcal{F}_{xy} \{ \vec{K} \} = K_x \hat{x} + K_y \hat{y} + K_z \hat{z}$ jelöléssel, a (2.69) és (2.70) feltételek Fourier-transzformálásával kaphatjuk a következő összefüggéseket:

$$H_{2x}^+ e^{-j\gamma_c z'} + H_{2x}^- e^{j\gamma_c z'} - H_{3x}^+ e^{-j\gamma_c(z'+d)} - H_{3x}^- e^{j\gamma_c(z'+d)} = K_y, \quad (2.71)$$

$$H_{2y}^+ e^{-j\gamma_c z'} + H_{2y}^- e^{j\gamma_c z'} - H_{3y}^+ e^{-j\gamma_c(z'+d)} - H_{3y}^- e^{j\gamma_c(z'+d)} = -K_x, \quad (2.72)$$

$$\begin{aligned} & \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} [H_{2x}^+ e^{-j\gamma_c z'} - H_{2x}^- e^{j\gamma_c z'}] + \frac{j(\beta^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} [H_{2y}^+ e^{-j\gamma_c z'} - H_{2y}^- e^{j\gamma_c z'}] - \\ & - \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} [H_{3x}^+ e^{-j\gamma_c(z'+d)} - H_{3x}^- e^{j\gamma_c(z'+d)}] - \frac{j(\beta^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} [H_{3y}^+ e^{-j\gamma_c(z'+d)} - H_{3y}^- e^{j\gamma_c(z'+d)}] = \frac{j\alpha}{\sigma} K_z, \end{aligned} \quad (2.73)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{j(\alpha^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} \left[H_{2x}^+ e^{-j\gamma_c z'} - H_{2x}^- e^{j\gamma_c z'} \right] - \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} \left[H_{2y}^+ e^{-j\gamma_c z'} - H_{2y}^- e^{j\gamma_c z'} \right] + \\
& + \frac{j(\alpha^2 + \gamma_c^2)}{\sigma\gamma_c} \left[H_{3x}^+ e^{-j\gamma_c(z'+d)} - H_{3x}^- e^{j\gamma_c(z'+d)} \right] + \frac{j\alpha\beta}{\sigma\gamma_c} \left[H_{3y}^+ e^{-j\gamma_c(z'+d)} - H_{3y}^- e^{j\gamma_c(z'+d)} \right] = \frac{j\beta}{\sigma} K_z.
\end{aligned} \tag{2.74}$$

A (2.71)-(2.74) egyenletek átrendezhetők a következő alakba:

$$H_{2x}^+ - H_{3x}^+ e^{-j\gamma_c d} = +\frac{1}{2} K_y e^{j\gamma_c z'} - \frac{\beta}{2\gamma_c} K_z e^{j\gamma_c z'}, \tag{2.75}$$

$$H_{2x}^- - H_{3x}^- e^{j\gamma_c d} = +\frac{1}{2} K_y e^{-j\gamma_c z'} + \frac{\beta}{2\gamma_c} K_z e^{-j\gamma_c z'}, \tag{2.76}$$

$$H_{2y}^+ - H_{3y}^+ e^{-j\gamma_c d} = -\frac{1}{2} K_x e^{j\gamma_c z'} + \frac{\alpha}{2\gamma_c} K_z e^{j\gamma_c z'}, \tag{2.77}$$

$$H_{2y}^- - H_{3y}^- e^{j\gamma_c d} = -\frac{1}{2} K_x e^{-j\gamma_c z'} - \frac{\alpha}{2\gamma_c} K_z e^{-j\gamma_c z'}. \tag{2.78}$$

A kapott alak előnye, hogy a z' -től való függés az egyenletrendszer jobb oldalára került.

A (2.59)-(2.62), (2.65)-(2.68) és (2.75)-(2.78) egyenletek szolgálnak annak a 12 ismeretlen függvénynek a meghatározására, amelyek segítségével az elektromos és mágneses teret le lehet írni az egész vizsgált térrészben. Legyen ez az α és β változóktól függő 12 ismeretlen függvény a $\underline{h}(\alpha, \beta)$ oszlopvektorba rendezve a következő módon,

$$\underline{h}^T(\alpha, \beta) = \left[H_{1x}^+, H_{1y}^+, H_{2x}^+, H_{2x}^-, H_{2y}^+, H_{2y}^-, H_{3x}^+, H_{3x}^-, H_{3y}^+, H_{3y}^-, H_{4x}^-, H_{4y}^- \right], \tag{2.79}$$

ahol a T felső index a transzponálást jelenti. Vezessük még be a felületi áram egyes rendezőinek Fourier-transzformáltját tartalmazó \underline{k} oszlopvektort a következő definícióval:

$$\underline{k}^T(\alpha, \beta) = [K_x, K_y, K_z]. \tag{2.80}$$

A (2.59)-(2.62), (2.65)-(2.68) és (2.75)-(2.78) egyenletekből álló egyenletrendszert ezek után a következő általános alakban írhatjuk:

$$\underline{\underline{A}}(\alpha, \beta) \underline{h}(\alpha, \beta) = \underline{\underline{B}}_{-1}(\alpha, \beta) \underline{k}(\alpha, \beta) e^{-j\gamma_c z'} + \underline{\underline{B}}_1(\alpha, \beta) \underline{k}(\alpha, \beta) e^{j\gamma_c z'}, \tag{2.81}$$

ahol $\underline{\underline{A}}$, $\underline{\underline{B}}_{-1}$ és $\underline{\underline{B}}_1$ az egyenletrendszerből kiolvasható együttható mátrixok, amelyek csak α és β függvényei. Ezen mátrix invertálásával kifejezhetők a \underline{h} vektor elemei,

$$\underline{h}(\alpha, \beta) = \underline{\underline{A}}^{-1}(\alpha, \beta) \underline{\underline{B}}_{-1}(\alpha, \beta) \underline{k}(\alpha, \beta) e^{-j\gamma_c z'} + \underline{\underline{A}}^{-1}(\alpha, \beta) \underline{\underline{B}}_1(\alpha, \beta) \underline{k}(\alpha, \beta) e^{j\gamma_c z'}. \tag{2.82}$$

A \underline{h} vektor elemei segítségével felírható az elektromágneses tér az elrendezés minden pontjában. Az $\underline{\underline{A}}$ mátrix inverze meghatározható szimbolikus módon, de ha a \underline{h} vektorra csak α és β diszkrét értékeire van szükségünk, akkor az invertálás megtehető numerikusan is.

Általánosítsuk a kapott megoldást annyiban, hogy kezeljük a felületi áramsűrűség síkjának helyét és a felületi áramsűrűséget is paraméteresen, tehát legyen a $z = z'$ helyen lévő felületi áramsűrűség értéke $\vec{K}(x, y, z') = K_x(x, y, z')\hat{x} + K_y(x, y, z')\hat{y} + K_z(x, y, z')\hat{z}$ és ennek Fourier-transzformáltja $\vec{K}(\alpha, \beta, z') = K_x(\alpha, \beta, z')\hat{x} + K_y(\alpha, \beta, z')\hat{y} + K_z(\alpha, \beta, z')\hat{z}$. A (2.82) megoldással és (2.47)-(2.54) felhasználásával (ügylve arra, hogy a (3) és (4) tartományokban a $z = z + d$ helyettesítést is megtegyük) a $z = z'$ síkban lévő felületi áramsűrűség hatására létrejövő elektromos ($\mathbf{e}_{\xi\zeta}(\alpha, \beta, z, z')$) és mágneses ($\mathbf{h}_{\xi\zeta}(\alpha, \beta, z, z')$) térerősségek rendezőinek Fourier-transzformáltját a következő formában kaphatjuk meg:

$$\mathbf{e}_{\xi\zeta}(\alpha, \beta, z, z') = \sum_{q=-1,1} \sum_{r=-1,1} \sum_{\eta=x,y,z} c_{\xi\zeta\eta qr}^e(\alpha, \beta) K_\eta(\alpha, \beta, z') e^{jq\gamma_c z'} e^{jr\gamma_c z}, \tag{2.83}$$

$$\mathbf{h}_{\xi\zeta}(\alpha, \beta, z, z') = \sum_{q=-1,1} \sum_{r=-1,1} \sum_{\eta=x,y,z} c_{\xi\zeta\eta qr}^h(\alpha, \beta) K_\eta(\alpha, \beta, z') e^{jq\gamma_c z'} e^{jr\gamma_c z}, \tag{2.84}$$

ahol $\xi = 1,2,3,4$, $\zeta = x, y, z$ és $\gamma = \gamma_a$ ha $\xi = 1,4$, vagy $\gamma = \gamma_c$ ha $\xi = 2,3$. A $c_{\xi\zeta\eta qr}^e$ és $c_{\xi\zeta\eta qr}^h$ együtthatók a (2.82) és (2.47)-(2.53) alapján adódnak. Az egyenletrendszer speciális volta miatt sok $c_{\xi\zeta\eta qr}^e$ és $c_{\xi\zeta\eta qr}^h$ együttható zérus.

2.3.3. Adott áramdipólus-sűrűség tere

Legyen adott a $\vec{P}(x, y, z) = P_x(x, y, z)\hat{x} + P_y(x, y, z)\hat{y} + P_z(x, y, z)\hat{z}$ áramdipólus-sűrűség a lemezen belül. Osszuk fel a d vastagságú lemezt N egyenlő, $\Delta z = d/N$ vastagságú rétegre. Közelítsük a \vec{P} áramdipólus-sűrűséget úgy, hogy egy adott $z = z'_i = \Delta z/2 - i\Delta z$ sík kicsiny Δz környezetében folyó áramot koncentráljuk a $z = z'_i$ síkban folyó $\vec{K}(x, y, z'_i)$ felületi áramsűrűségbe, ahol

$$K_\zeta(x, y, z'_i) = \int_{z'_i - \Delta z/2}^{z'_i + \Delta z/2} P_\zeta(x, y, z) dz \approx P_\zeta(x, y, z'_i) \Delta z, \quad \begin{matrix} i = 1, 2, \dots, N, \\ \zeta = x, y, z. \end{matrix} \quad (2.85)$$

Ezen felületi áramsűrűség hatására létrejövő elektromágneses tér kiszámítható (2.83) és (2.84) alapján a $z' = z'_i$ és $\mathbf{K}_\eta(\alpha, \beta, z') = \mathbf{P}_\eta(\alpha, \beta, z'_i) \Delta z$ helyettesítéssel, ahol $\mathbf{P}_\eta(\alpha, \beta, z') = \mathcal{F}_{xy} \{P_\eta(x, y, z')\}$. Összegezve $i = 1, 2, \dots, N$ -re a kapott felületi áramsűrűségek által létrehozott tereket, látható, hogy azok a (2.86)-(2.91) integrálok integrálközelítő összegei lesznek. Így belátható, hogy a N minden határon túli növelésével a \vec{P} áramdipólus-sűrűség által keltett elektromágneses tér Fourier-transzformáltja a következő alakban fejezhető ki minden $\zeta = x, y, z$ esetében:

$$\mathbf{E}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \int_{-d}^0 \mathbf{e}_{1\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz', \quad z > 0, \quad (2.86)$$

$$\mathbf{H}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \int_{-d}^0 \mathbf{h}_{1\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz', \quad z > 0, \quad (2.87)$$

$$\mathbf{E}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \int_{-d}^z \mathbf{e}_{2\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz' + \int_z^0 \mathbf{e}_{3\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz', \quad -d < z < 0 \quad (2.88)$$

$$\mathbf{H}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \int_{-d}^z \mathbf{h}_{2\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz' + \int_z^0 \mathbf{h}_{3\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz', \quad -d < z < 0, \quad (2.89)$$

$$\mathbf{E}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \int_{-d}^0 \mathbf{e}_{4\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz', \quad -d > z, \quad (2.90)$$

$$\mathbf{H}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \int_{-d}^0 \mathbf{h}_{4\zeta}(\alpha, \beta, z, z') dz', \quad -d > z. \quad (2.91)$$

Tekintsük azt a gyakran előforduló speciális esetet, amikor az áramdipólus-sűrűség függvény rendezői felírhatók szorzat alakban a következő módon:

$$P_\zeta(x, y, z) = P_\zeta^{xy}(x, y) P_\zeta^z(z), \quad \zeta = x, y, z. \quad (2.92)$$

Ekkor az elektromágneses tér kifejezése pl. a $-d < z < 0$ tartományban a (2.83) és (2.84) részletes kifejtésével a $\zeta = x, y, z$ rendezőkre a következő alakban írható:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\zeta(\alpha, \beta, z) = \sum_{q=-1,1} \sum_{r=-1,1} \sum_{\eta=x,y,z} \left[c_{2\zeta\eta qr}^e(\alpha, \beta) \mathbf{P}_\eta^{xy}(\alpha, \beta) e^{jr\gamma z} \int_{-d}^z P_\eta^z(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' + \right. \\ \left. + c_{3\zeta\eta qr}^e(\alpha, \beta) \mathbf{P}_\eta^{xy}(\alpha, \beta) e^{jr\gamma z} \int_z^0 P_\eta^z(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' \right], \quad (2.93) \end{aligned}$$

$$H_\zeta(\alpha, \beta, z) = \sum_{q=-1,1} \sum_{r=-1,1} \sum_{\eta=x,y,z} \left[c_{2\zeta\eta qr}^h(\alpha, \beta) P_\eta^{xy}(\alpha, \beta) e^{jr\gamma z} \int_{-d}^z P_\eta^z(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' + \right. \\ \left. + c_{3\zeta\eta qr}^h(\alpha, \beta) P_\eta^{xy}(\alpha, \beta) e^{jr\gamma z} \int_z^0 P_\eta^z(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' \right], \quad (2.94)$$

ahol $\mathcal{F}_{xy}\{P_\eta^{xy}(x, y)\} = P_\eta^{xy}(\alpha, \beta)$, $\eta = x, y, z$. A $z > 0$ és $-d > z$ tartományokban a tér kifejezése még egyszerűbb alakú, mivel a z' szerinti integrálok felső és alsó határai z -től függetlenek. $\mathcal{F}_{xy}\{P_\eta^{xy}(x, y)\}$ a gyakorlatban előforduló esetekben létezik (a források általában korlátosak és egy véges térrészre koncentrálnak), és sokszor felírható zárt alakban is.

A (2.93) és (2.94) kifejezésekben a z' szerinti integrál igen gyakran analitikusan elvégezhető. Így van ez pl. akkor is, amikor P_η^z a z' -ben hatványsor vagy Fourier-sor alakjában adott. Az ilyen esetekben tehát az elektromos és mágneses tér Fourier-transzformáltja zárt alakban felírható.

A vázolt eljárás nagy előnye, hogy a z' szerinti integrálás a gyakorlatban előforduló esetekben analitikusan kiértékelhető, így a kapott képletek numerikusan jól kezelhető. Megjegyezzük, hogy ugyanezen feladat megoldása – egy adott áramdipólus-sűrűség terének kifejezése – diadikus Green-függvények alkalmazásával, a Green-függvények szingularitása miatt numerikusan problematikus lehet.

2.3.4. Felületi áramdipólus-sűrűség tere

Az értekezés későbbi részeiben az előzőekben bemutatott eredményeket a felületszerű repedés (2.29) integrálegyenletének megoldásához is használni fogom. Ennek érdekében tekintsük azt a későbbiek szempontjából fontos esetet, amikor az elektromágneses tér forrása a lemezen belül az $x = 0$ síkban elhelyezkedő felületi áramdipólus-sűrűség, amely csak \hat{x} irányú áramdipólusokból áll. Legyen a teret gerjesztő áramdipólus-sűrűség a következő alakban felírható:

$$\vec{P}(x, y, z) = p^y(y)p^z(z)\delta(x)\hat{x}. \quad (2.95)$$

A későbbiekben az \hat{x} irányú elektromos tér Fourier-transzformáltjának kifejezése lesz érdekes számunkra a $-d < z < 0$ tartományban. Ez (2.93) felhasználásával felírható:

$$E_x(\alpha, \beta, z) = \sum_{q=-1,1} \sum_{r=-1,1} \left[c_{2xxqr}^e(\alpha, \beta) \frac{1}{2\pi} p^y(\beta) e^{jr\gamma z} \int_{-d}^z p^z(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' + \right. \\ \left. + c_{3xxqr}^e(\alpha, \beta) \frac{1}{2\pi} p^y(\beta) e^{jr\gamma z} \int_z^0 p^z(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' \right], \quad (2.96)$$

ahol felhasználtuk, hogy $\mathcal{F}_{xy}\{p^y(y)\delta(x)\} = \frac{1}{2\pi}\mathcal{F}_y\{p^y(y)\} = \frac{1}{2\pi}p^y(\beta)$. Hasonló alakban írható fel az adott felületi áramdipólus-sűrűség gerjesztés hatására kialakuló elektromágneses tér többi komponense is.

A (2.96) kifejezés egy olyan elektromos tér Fourier-transzformáltja, amely végtelenné válik azon a felületen, ahol a felületi áramdipólus-sűrűség nem zérus (az $x = 0$ sík azon pontjaiban, ahol $p^y(y)p^z(z) \neq 0$). Az ilyen szinguláris pontok helyett ezen pontok közvetlen környezetében lévő pontok térerősség értékeit kell majd használnunk, pontosabban megfogalmazva, a továbbiakban ezen pontok helyett a

$$\lim_{x \rightarrow \pm 0} E_x(x, y, z) = \lim_{x \rightarrow +0} E_x(x, y, z) = \lim_{x \rightarrow -0} E_x(x, y, z) \quad (2.97)$$

határértéket számítjuk ki. Ezen határérték megkapható a következő képlet kiértékelésével [153]:

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow \pm 0} E_x(x, y, z) &= \left[E_x(x, y, z) + \frac{1}{\sigma} p^y(y) p^z(z) \delta(x) \right] \Big|_{x=0} = \\ &= \mathcal{F}_{xy}^{-1} \left\{ E_x(\alpha, \beta, z) + \frac{1}{2\pi\sigma} \mathbf{p}^y(\beta) p^z(z) \right\} \Big|_{x=0}, \quad (2.98) \end{aligned}$$

ahol $E_x(\alpha, \beta, z)$ a (2.96) kifejezéssel adott. A határérték fenti módon történő kiszámítása összefügg a (2.29) integrálegyenlet szinguláris integráljának Hadamard féle véges rész [45] figyelembevételével történő kiértékelésével [46, 152].

3. fejezet

A felületszerű repedés válaszjelének szimulációja

Ebben a fejezetben a felületszerű repedés válaszjelének számításához kapcsolódó kutató-fejlesztő munkám eredményeit foglalom össze. Ezeket az eredményeket az értekezés első tézisében (lásd 6. fejezet) fogalmaztam meg.

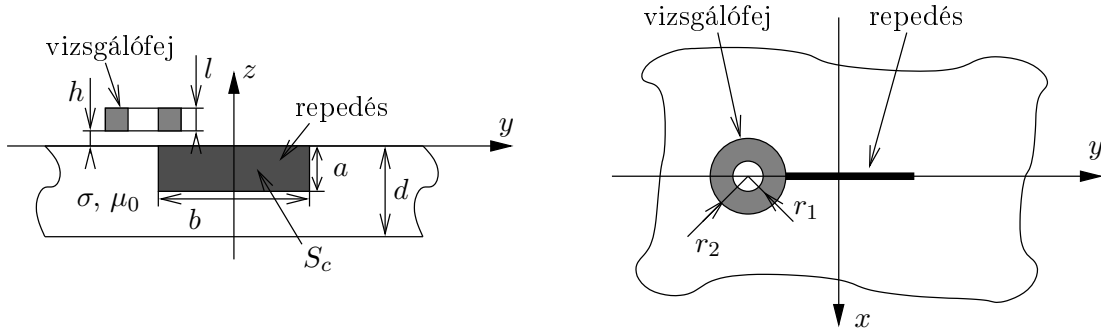
Elsőként azt a számítási módszert tárgyalom, amely egy nem mágneses, lemez alakú munkadarabban elhelyezkedő, a lemez felületére merőleges síkban lévő, téglalap alakú, felületszerű repedés analízisére dolgoztam ki. A módszer alapján írt program eredményeivel demonstrálom, hogy az alkalmazott eljárás nagyon gyors, hibája kellően kicsi és numerikusan stabilis, valamint azt is, hogy a számítások során lehetőség van a megoldás hibájának becslésére.

A fejezet további részében vázolom azt a moduláris számítási környezetet, melynek segítségével különböző általánosan alkalmazott számítási módszert lehet összekapcsolni annak érdekében, hogy hatékonyabban lehessen egyes örvényáramú anyagvizsgálati problémákat szimulálni. A módszer megvalósításaként bemutatom azt a szoftvert, amelynek segítségével lemez alakú munkadarabokban lévő felületszerű repedések válaszjelét lehet számítani. Ez a megvalósítás végeselem módszert használ az örvényáramú fej terének számítására, és az integrálegyenleten alapuló módszert használja a felületszerű repedés visszahatásának szimulációjára. A említett rendszert az LGEP munkatársaival együttműködve valósítottam meg.

A fejezetben bemutatott számítási eljárások felhasználásával részt vettem az MTA-MFA-ban megvalósított Fluxet típusú, örvényáramú mérőfej fejlesztésében. Ennek során egy módszert dolgoztam ki, amely segítségével mágneses szenzorok örvényáramú mérésekhez alkalmas kalibrációját lehet végrehajtani. A fejezet végén röviden ezt a kalibrációs módszert mutatom be.

3.1. A felületszerű repedést leíró integrálegyenlet megoldása

Bemutatom azt a számítási módszert, amellyel meghatározható a 3.1. ábrán vázolt ECT mérés válaszjele. A vizsgált munkadarab egy d vastagságú végtelen kiterjedésű lemez. A lemez anyaga homogén, nem mágneses ($\mu = \mu_0$, a vákuum permeabilitása) anyag, amelynek vezetőképessége σ . Az anyaghiba egy nagyon vékony, b hosszúságú és a mélységű, téglalap alakú repedés, amelyet az $x = 0$ síkban az S_c felület ír le. A 3.1. ábrán látható elrendezésben a vizsgálófej egy tekercs, amely szinuszosan változó ω körfrekvenciájú árammal van táplálva és amelynek impedancia-változását tekintjük az anyaghiba válaszjelének. A módszer a 2.2.2. pontban leírtak felhasználásával alkalmas az ábrán vázoltnál sokkal bonyolultabb, szinuszos árammal táplált, tetszőleges geometriájú vizsgálófej ECT válaszjelének szimulációjára is. A bemutatásra kerülő számítási eljárást a [106] irodalomban tettem közzé.



3.1. ábra. ECT vizsgálófej egy felületszerű repedést tartalmazó lemez felett

3.1.1. Az integrálegyenlet alakja az adott geometriánál

A repedés válaszjelét a felületszerű repedésekre vonatkozó integrálegyenlet (2.29) (lásd még a 2.2. alfejezetet) megoldásával határozom meg. Ez az integrálegyenlet az adott elrendezésre vonatkozóan a következő alakú:

$$j\omega\mu_0 \lim_{x \rightarrow \pm 0} \iint_{S_c} g(x, y, z|x' = 0, y', z') p(y', z') dy' dz' = E_x^i(x = 0, y, z), \quad (3.1)$$

ahol $g(x, y, z|x', y', z') = \hat{x} \cdot \mathbf{G}^e(x, y, z|x', y', z') \cdot \hat{x}$, a gerjesztést az elektromos térbe transzformáló Green-diád (2.11) megfelelő eleme, valamint $y, z, y', z' \in S_c$. $p(y, z)$ a repedést reprezentáló felületi áramdipólus-sűrűség x -irányú rendezője és $E_x^i(x, y, z)$ a beiktatott elektromos térerősség (a tekercs árama által a hibamentes lemezbe indukált elektromos tér) x -irányú rendezője.

3.1.2. Az integrálegyenlet diszkretizálása

Keressük a (3.1) megoldását a következő függvénysor alakjában

$$p(y, z) \approx \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N p_{mn} f_y^m(y) f_z^n(z), \quad y, z \in S_c, \quad (3.2)$$

ahol $f_y^m(y)$, $f_z^n(z)$ az S_c felületen értelmezett célszerűen megválasztott függvények. Az integrálegyenlet numerikus megoldása során határozzuk meg az ismeretlen p_{mn} együtthatókat.

A fenti közelítés mellett a (3.1) integrálegyenlet a következő alakú lesz:

$$\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N p_{mn} \left[j\omega\mu_0 \lim_{x \rightarrow \pm 0} \iint_{S_c} g(x, y, z|x' = 0, y', z') f_y^m(y') f_z^n(z') dy' dz' \right] = E_x^i(x = 0, y, z). \quad (3.3)$$

A momentum módszer szerint az integrálegyenletet a $t_{kl}(y, z)$ ($k = 1, 2, \dots, K$; $l = 1, 2, \dots, L$) célszerűen megválasztott valós értékű függvényekkel teszteljük. Eredményül a következő $K \cdot L$ egyenletből álló lineáris algebrai egyenletrendszerre jutunk:

$$\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N p_{mn} \iint_{S_c} \left[j\omega\mu_0 \lim_{x \rightarrow \pm 0} \iint_{S_c} g(x, y, z|x' = 0, y', z') f_y^m(y') f_z^n(z') dy' dz' \right] \cdot t_{kl}(y, z) dy dz = \iint_{S_c} E_x^i(x = 0, y, z) t_{kl}(y, z) dy dz; \quad \begin{matrix} k = 1, 2, \dots, K, \\ l = 1, 2, \dots, L. \end{matrix} \quad (3.4)$$

Ezen egyenletrendszer mátrixos alakban felírva:

$$\underline{\underline{A}}\underline{p} = \underline{b}, \quad (3.5)$$

egyenletet kapjuk, ahol a mátrix és a vektorok elemei a következők:

$$\begin{aligned} (\underline{\underline{A}})_{(k-1)L+l, (m-1)N+n} = \\ = \iint_{S_c} \left[j\omega\mu_0 \lim_{x \rightarrow \pm 0} \iint_{S_c} g(x, y, z | x' = 0, y', z') f_y^m(y') f_z^n(z') dy' dz' \right] t_{kl}(y, z) dydz, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$(\underline{p})_{(m-1)N+n} = p_{mn}, \quad (3.7)$$

$$(\underline{b})_{(k-1)L+l} = \iint_{S_c} E_x^i(x = 0, y, z) t_{kl}(y, z) dydz. \quad (3.8)$$

A \underline{b} oszlopvektor elemei az irodalomból ismert valamilyen módszer segítségével meghatározható (lásd az 1.4.1. pontot). Ez a tekercsben folyó áram által az anyaghiba nélküli lemezben gerjesztett elektromos tér x -irányú rendezőjének meghatározását jelenti az S_c felületen. Mivel ez a térszámítási probléma nem jelent különösebb nehézséget, ezért ezzel nem foglalkozunk részletesen. Gondot a tér szingularitása miatt az $\underline{\underline{A}}$ mátrix elemeinek (3.6) kiszámítására szolgáló képlet numerikus kiértékelése jelent, ezért a továbbiakban ezen problémára koncentrálnunk.

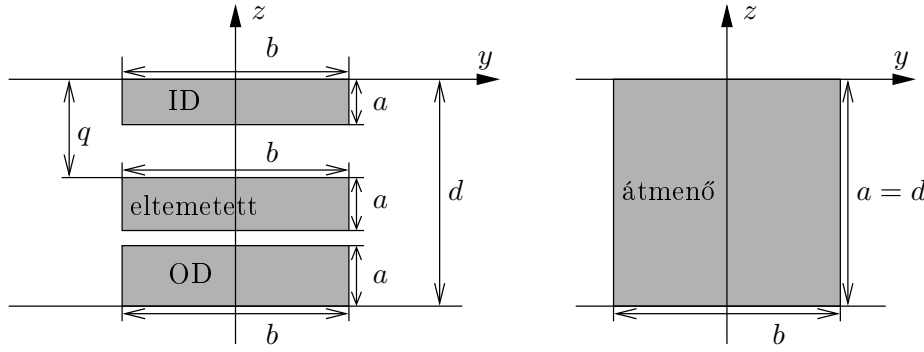
A (3.5) egyenlet megoldásával megkaphatók a p_{mn} együtthatók, amelyek segítségével felírható a $p(y, z)$ felületi áramdipólus-sűrűséget közelítő függvény (3.2). Ha a közelítő és tesztelő függvények száma megegyezik, azaz ha $N \cdot M = K \cdot L$, akkor az egyenlet egyértelműen megoldható. Ez a választás a szokásos, de az egyenlet bizonyos értelemben vett optimális megoldását meg lehet adni akkor is, amikor az túlhatározott ($N \cdot M < K \cdot L$) vagy alulhatározott ($N \cdot M > K \cdot L$).

3.1.3. A Közelítő és a tesztelő függvények megválasztása

A 3.1. ábrán látható elrendezésben négyféle típusú repedés elhelyezkedést különböztethetünk meg. Ezek a 3.2. ábrán láthatók (mindegyik repedés vastagsága – x -irányú mérete – elhanyagolható). Azt a repedést, amely a lemez felső oldalával érintkezik *belső* repedésnek hívják, ennek rövidítése: *ID*. A rövidítés az angol *inner defect* kifejezésből adódik, ami azt fejezi ki, hogy a repedés a lemez azon – belső – oldalán található, ahol a vizsgálófej is elhelyezkedik. A másik repedés típust, amelyik a lemez alsó részéhez csatlakozik, *külső* repedésnek nevezik, ennek rövidítése: *OD*, az angol *outer defect* kifejezésből. Megkülönböztetik még a *eltemetett* repedésnek nevezett típust, amely repedés mindegyik oldala a lemez belsejében található, és az *átmenő* repedést, amely a lemez teljes keresztmetszetén áthatol, így a lemez mindkét felszínével érintkezik. Az egyes repedések meghatározására szolgáló paraméterek jelentése leolvasható a 3.2. ábráról.

A felületi áramdipólus-sűrűség leírására olyan közelítő függvényeket használunk, amelyek tartója az egész S_c felület, azaz $-b/2 \leq y \leq b/2$ és $-q - a \leq z \leq -q$ (átmenő és ID repedéseknél $q = 0$, OD repedésre pedig $q = d - a$), ezen a felületen kívül értékük nulla. Az ilyen tulajdonsággal rendelkező közelítő függvényeket globális közelítő függvényeknek hívják. További jellemzője a választott közelítő függvényeknek az, hogy azok egyesével is kielégítik az áramdipólus-sűrűség x -irányú rendezőjére (p) vonatkozó peremfeltételeket (2.26), (2.27), ami az adott esetben azt jelenti, hogy a következő feltételeket kell kielégíteni: $f_y^m(y = -b/2) = f_y^m(y = b/2) = 0$, ($m = 1, 2, \dots, M$), valamint ID repedésre: $f_z^n(-a) = 0$ és $\left. \frac{\partial f_z^n}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$, OD repedésre: $f_z^n(-d + a) = 0$ és $\left. \frac{\partial f_z^n}{\partial z} \right|_{z=-d} = 0$, eltemetett repedésre: $f_z^n(-q) = f_z^n(-q - a) = 0$, átmenő repedésre: $\left. \frac{\partial f_z^n}{\partial z} \right|_{z=0, z=-d} = 0$, ($n = 1, 2, \dots, N$).

A $p(y, z)$ közelítését trigonometrikus polinom alakjában keresem, így a leírt megfontolások alapján a (3.2) egyenletben szereplő függvényeket a különböző típusú repedések esetében a következőknek választottam.



3.2. ábra. A különböző típusú repedések és azok leírására szolgáló paraméterek jelentése

Minden repedéstípusnál $(-\frac{b}{2} < y < \frac{b}{2})$,

$$f_y^m(y) = \sqrt{\frac{2}{b}} \sin \left[\frac{m}{b} \pi \left(y + \frac{b}{2} \right) \right], \quad m = 1, 2, \dots, M, \quad (3.9)$$

ID típusú repedésre $(-a < z < 0)$,

$$f_z^n(z) = \sqrt{\frac{2}{a}} \cos \left[\frac{2n-1}{2a} \pi z \right], \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (3.10)$$

OD típusú repedésre $(-d < z < -d+a)$,

$$f_z^n(z) = \sqrt{\frac{2}{a}} \cos \left[\frac{2n-1}{2a} \pi (z+d) \right], \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (3.11)$$

eltemetett típusú repedésre $(-q-a < z < -q)$,

$$f_z^n(z) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \left[\frac{n}{a} \pi (z+q) \right], \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (3.12)$$

végezetül átmenő repedés esetében $(-d < z < 0)$,

$$f_z^n(z) = \sqrt{\frac{2}{a}} \cos \left[\frac{n-1}{d} \pi z \right], \quad n = 1, 2, \dots, N. \quad (3.13)$$

Tesztelő függvényeknek a következő, az S_c felületet lefedő, egymásba nem átlapolódó, impulzus függvényeket használom:

$$t_{kl}(y, z) = t_y^k(y) t_z^l(z), \quad k = 1, 2, \dots, K; \quad l = 1, 2, \dots, L, \quad x, y \in S_c, \quad (3.14)$$

ahol

$$t_y^k(y) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta y}, & -\frac{b}{2} + (k-1)\Delta y < y < -\frac{b}{2} + k\Delta y, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad \Delta y = \frac{b}{K}, \quad (3.15)$$

és

$$t_z^l(z) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta z}, & -q - l\Delta z < z < -q - (l-1)\Delta z, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad \Delta z = \frac{a}{L}. \quad (3.16)$$

Átmenő és ID repedések esetében $q = 0$, OD repedéseknél $q = d - a$. $K = M$ és $L = N$ választásával biztosítható, hogy a tesztelő függvények száma megegyezzen a közelítő függvények számával, így a diszkrétizált integrálegyenlet A együtthatómátrixa $M \cdot N$ sorból és oszlopból álló kvadratikusan lesz.

3.1.4. Az együtthatómátrix elemeinek kiszámítása

A \underline{A} mátrix elemeinek kiszámításához induljunk ki a 2.3.4. pontban leírtakból. Ezek alapján (2.96) és (2.98) segítségével felírható az mn indexű közelítő függvény, mint forrás ($p^y = f_y^m$, $p_z = f_z^n$) által gerjesztett $E_x^{mn}(x, y, z)$ elektromos térerősség az $x = \pm 0$ síkokban (mivel $E_x^{mn}(x, y, z)$ x -ben páros függvény, ennek értékei az $x = +0$ és az $x = -0$ síkokban megegyeznek egymással) a következő formában:

$$E_x^{mn}(y, z) = \left[-j\omega\mu_0 \lim_{x \rightarrow \pm 0} \iint_{S_c} g(x, y, z | x' = 0, y', z') f_y^m(y') f_z^n(z') dy' dz' \right] = \\ = \mathcal{F}_{xy}^{-1} \left\{ \mathbb{E}_x^{mn}(\alpha, \beta, z) + \frac{1}{2\pi\sigma} \mathbb{f}_y^m(\beta) f_z^n(z) \right\} \Big|_{x=0}, \quad (3.17)$$

ahol

$$\mathbb{E}_x^{mn}(\alpha, \beta, z) = \sum_{q=-1,1} \sum_{r=-1,1} \left[c_{2xxqr}^e(\alpha, \beta) \frac{1}{2\pi} \mathbb{f}_y^m(\beta) e^{jr\gamma z} \int_{-d}^z f_z^n(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' + \right. \\ \left. + c_{3xxqr}^e(\alpha, \beta) \frac{1}{2\pi} \mathbb{f}_y^m(\beta) e^{jr\gamma z} \int_z^0 f_z^n(z') e^{jq\gamma_c z'} dz' \right], \quad (3.18)$$

és $\mathbb{f}_y^m(\beta) = \mathcal{F}_y \{ f_y^m(y) \}$. Látható, hogy az alkalmazott f_z^n közelítő függvények (3.10)-(3.13) esetében a z' változó szerinti integrál analitikusan kiértékelhető.

Az \underline{A} együtthatómátrix elemei a tesztelő függvényekkel szorzott elektromos térerősség integráljaként kaphatók meg:

$$(\underline{A})_{(k-1)L+l, (m-1)N+n} = \iint_{S_c} E_x^{mn}(y, z) t_y^k(y) t_z^l(z) dy, dz. \quad (3.19)$$

Amennyiben (3.19) kifejezésben felcseréljük az inverz Fourier-transzformációt és a z szerinti integrálást, akkor a következő kifejezésre jutunk:

$$(\underline{A})_{(k-1)L+l, (m-1)N+n} = \\ = \int_{-b/2}^{b/2} \mathcal{F}_{xy}^{-1} \left\{ \int_{-q-a}^{-q} \left[\mathbb{E}_x^{mn}(\alpha, \beta, z) + \frac{1}{2\pi\sigma} \mathbb{f}_y^m(\beta) f_z^n(z) \right] t_z^l(z) dz \right\} \Big|_{x=0} t_y^k(y) dy. \quad (3.20)$$

A (3.18) egyenletből látszik, hogy a felhasznált közelítő és tesztelő függvények esetében az inverz transzformálandó függvény,

$$\int_{-q-a}^{-q} \left[\mathbb{E}_x^{mn}(\alpha, \beta, z) + \frac{1}{2\pi\sigma} \mathbb{f}_y^m(\beta) f_z^n(z) \right] t_z^l(z) dz, \quad (3.21)$$

csak az α és β független változóktól függ és zárt alakban előállítható. Mindez annak köszönhető, hogy a z' és a z szerinti integrálok analitikusan kiértékelhetők. Numerikusan csak az inverz Fourier-transzformációt és ezt követően az y szerinti integrálást kell elvégezni.

Sok más lehetséges közelítő függvény esetében is kiértékelhető a (3.21) integrál analitikusan, így a bemutatott módszer egyéb, alkalmasan választott függvények eseteiben is használható.

3.1.5. A szakaszonként lineáris közelítés használata

A globális közelítő függvények alkalmazását megelőzően a 2.3. szakaszban leírt módszer felhasználásával, megoldottam a felületszerű repedésre vonatkozó (2.29) integrálegyenletet lokális közelítő függvényekkel is. Ezt a megoldást a [105] irodalomban közöltem. A későbbiekben bemutatásra kerülő numerikus példák némelyikénél – leggyakrabban összehasonlítás céljából – ezeket az eredményeket is be fogom mutatni. Az említett megoldást *szakaszonként lineáris közelítéssel* kapott megoldásként fogom hivatkozni. Ezen megoldásnál a $p(y, z)$ függvény (3.2) közelítésében a közelítő függvények a következők:

$$f_y^m(y) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{y - y_m}{\Delta y} \right|, & y_m - \Delta y < y < y_m + \Delta y, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad m = 2, \dots, M-1, \quad (3.22)$$

$$f_y^1(y) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{y - y_1}{\Delta y} \right|, & y_1 < y < y_1 + \Delta y, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (3.23)$$

$$f_y^M(y) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{y - y_M}{\Delta y} \right|, & y_M - \Delta y < y < y_M, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (3.24)$$

ahol

$$\Delta y = \frac{b}{M-1}, \quad y_m = -\frac{b}{2} + (m-1)\Delta y, \quad m = 1, 2, \dots, M. \quad (3.25)$$

$$f_z^n(z) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{z - z_n}{\Delta z} \right|, & z_n - \Delta z < z < z_n + \Delta z, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad n = 2, \dots, N-1, \quad (3.26)$$

$$f_z^1(z) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{z - z_1}{\Delta z} \right|, & z_1 - \Delta z < z < z_1, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (3.27)$$

$$f_z^N(z) = \begin{cases} 1 - \left| \frac{z - z_N}{\Delta z} \right|, & z_N < z < z_N + \Delta z, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (3.28)$$

ahol

$$\Delta z = \frac{a}{N-1}, \quad z_m = -q - (n-1)\Delta z, \quad n = 1, 2, \dots, N. \quad (3.29)$$

Tesztelő függvényként a területre normált közelítő függvényeket alkalmaztam, ezek alapján:

$$t_{kl}(y, z) = \frac{1}{\kappa_k \Delta y \kappa_l \Delta z} f_y^k(y) f_z^l(z), \quad k = 1, 2, \dots, M, \quad l = 1, 2, \dots, N, \quad (3.30)$$

ahol

$$\kappa_k = \begin{cases} 1, & k = 1, k = N, \\ 2, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad \kappa_l = \begin{cases} 1, & l = 1, l = M, \\ 2, & \text{egyébként,} \end{cases}. \quad (3.31)$$

Látható, hogy a (3.22)-(3.31) közelítő és tesztelő függvények esetében is kiértékelhetők a z és z' szerinti integrálok analitikusan, tehát az $\underline{\underline{A}}$ együttható-mátrix elemeire kapott (3.20) formula nem lesz elvileg bonyolultabb. A különbség abban áll, hogy az elektromos térerősséget közelítő függvéynsor tagjainak a spektrális és térbeli viselkedése kedvezőtlenebb lesz a globális közelítéshez képest (térben gyorsan változó, spektrálisan pedig nagy sávhatárúak lesznek a közelítő függvények) és nagyobb számú közelítő függvény szükséges azonos pontosság eléréséhez. A tapasztalatok alapján a szakaszonként lineáris közelítés alkalmazásával nagyobb odafigyeléssel és hosszabb számítással kapható hasonlóan pontos közelítés, mint a globális közelítéssel. Ezen felül a megoldás hibájának becslése is sokkal nehezebb a szakaszonként lineáris közelítés használatakor.

3.1.6. A globális közelítésen alapuló megoldás értékelése

Felületszerű repedéseknek a (2.29) integrálegyenlet megoldására támaszkodó analíziséhez az irodalomban eddig olyan megoldásokat közöltek, amelyekben az ismeretlent impulzus függvényekkel közelítették [46], illetve én közöltem a már említett megoldást szakaszonként lineáris közelítés felhasználásával [105]. Ezekben a megoldásokban a közelítő függvények tartója egy-egy kicsiny téglány az S_c felületen. Ebből adódóan az egyes sorfejtő tagokhoz tartozó $E_x^{mn}(y, z)$ függvény nagyon mereken változó, numerikusan nehezen kezelhető függvény. A bemutatott módszerben használt globális közelítő függvények előnyei az előzőekkel szemben az, hogy: (i) $E_x^{mn}(y, z)$ egy aránylag símán változó függvény, amelynek mind a spektrális, mind a térbeli tulajdonságai kedvezőek, (ii) a közelítő függvények egyesével is kielégítik az S_c peremén előírt peremfeltételeket, így a közelítés a peremen pontos, és (iii) a $p(y, z)$ függvény aránylag kevés taggal (kis N és M) is jól közelíthető. További előnye a közölt megoldásnak, hogy (iv) segítségével többnyire becsülhető az ECT válaszciklusra kapott megoldás hibája is. Hasonló hibabecslés a lokális függvényekkel való sorfejtés esetében nem ismert.

Összességében megállapíthatjuk, hogy a közelítő függvények megválasztásából adódó kedvező tulajdonságoknak köszönhetően a (3.20) együtthatók kiszámítása gyors és numerikusan stabilis (a közelítő függvények kedvező térbeli és spektrális viselkedése és a sorfejtés konvergenciájának gyorsasága okán), a tér szingularitásából adódó problémák megszűnnek (a z és z' szerinti integrálok analitikusan történő kiértékelésével), valamint mód nyílik a számítás hibájának egyszerű becslésére is (mivel a hibabecslés menete szigorúan véve nem része az értekezés téziseinek, ezért azt az F.1. függelékben részletezem). A felsorolt tulajdonságok alapján a közölt megoldási módszer nagyon előnyösen alkalmazható a kereskedelmi forgalomba kerülő számításokban. Ez egyrészt a megoldás felsorolt, kedvező tulajdonságai miatt tehető meg, másrészt pedig azért, mert a hibabecslésre alapozva – egy megfelelő algoritmus alapján – mód nyílik az integrálegyenlet automatikus diszkretizálására.

A diszkretizált integrálegyenlet (3.5) együtthatómátrixának kiszámítására bemutatott módszer a közelítő függvények széles osztályára alkalmazható, így elképzelhető, hogy egy másik – alkalmasan választott – sorfejtésen alapuló diszkretizáció esetében is hasonlóan kedvező tulajdonságokkal rendelkező megoldást kapunk.

A közölt megoldás alkalmazhatóságának látszólag jelentős megkötése az, hogy az csak téglalap alakú repedések analízisére alkalmas, mivel a (3.9)-(3.13) közelítő függvények csak téglalap alakú repedések esetében alkalmazhatók. Ez a megkötés a legtöbb esetben, a gyakorlati felhasználásban nem jelent hátrányt, mivel a felhasználók döntően ilyen repedéseket feltételeznek. Alapvetően azért van ez így, mert a keresett repedések mérete nagyon kicsi és a cél e repedések közelítő kiterjedésének (felületének nagyságának) meghatározása. Ezek alapján a gyakorlatban elegendő az anyaghiba jelét egy meghatározott alakú – a valódi alakot aránylag jól közelítő – ekvivalens anyaghiba jelével összevetni. E célból a téglalap alakú repedés alkalmazása kielégítő szinte minden gyakorlati esetben. Ezt támasztja alá az a tény is, hogy az ECT berendezések kalibrálására használt minták – az esetek döntő hányadában – téglalap alakú EDM repedéseket tartalmaznak.

A bemutatott módszer valószínűleg kiterjeszthető – annak kedvező tulajdonságainak megtartása mellett – nem téglalap alakú repedésekre is. Megjegyzem, hogy nem téglalap alakú repedések analízise különösebb gond nélkül megtehető lokális sorfejtésen alapuló, az irodalomból ismert módszerekkel, így megtehető az általam kifejlesztett [105], a 3.1.5. pontban részletesebben is körülírt módszerrel is. A globális sorfejtésen alapuló módszerek nem téglalap alakú repedések analízisére történő kiterjesztésének két lehetséges útját vázolom. Az egyik az, hogy megpróbálunk olyan függvényt keresni, amelynek segítségével adott, egyszerű geometriájú (pl. félkör vagy fél-ellipszis) repedések esetében sorbafejthető az áramdipólus-sűrűség függvény úgy, hogy a közelítő függvények egyesével is kielégítik a peremfeltételeket. A másik út az, hogy olyan globális függvényekkel fejtjük sorba az áramdipólus-sűrűséget, amelyek nem elégítik ki a peremfeltételeket (ez megtehető, hiszen az integrálegyenlet megoldása automatikusan kielégíti a peremfeltételeket, tehát ezt külön nem szükséges előírni [65]). Ilyen sorfejtést feltételezhetően bonyolultabb geometriájú repedésekre is lehet találni. Ennek a megoldásnak a téglalap alakú repedésekre való alkalmazásának az a hátránya, hogy feltételezhetően nagyobb számú közelítő függvényre lenne szükséges az elfogadható pontosságú megoldás megtalálásához, mint amennyi a peremfeltételeket pontosan kielégítő közelítő

függvények választása esetében kellene. A megoldási módszer vázolt kiterjesztési módjaival a fenti ötletek megfogalmazásán túl nem foglalkoztam, mivel erre a gyakorlat irányából az eddigiekben nem volt igény.

A bemutatott módszer egy továbbfejlesztett változatával olyan repedések is analizálhatók lennének, amelyek síkja nem merőleges a munkadarab felületére. Ilyen esetben csak annyi a változás, hogy – annak érdekében, hogy a repedés peremének a munkadarab felületével érintkező részén megváltozott peremfeltételt kielégíthessük – olyan közelítő függvényeket kell választani, amelyekkel tetszőleges peremfeltételek kielégíthetők a repedés peremének e szakaszán. Természetesen az integrálegyenlet magja is értelemszerűen változik a repedés felületi normálisának megváltozásával (vö. (2.29)). Az ilyen típusú repedések analízisének gyakorlati jelentősége azért nem nagy, mert – anyagszerkezeti okokra visszavezethetően – a repedések általában a munkadarab felületére közelítőleg merőleges síkban alakulnak ki, ezek hatását pedig jó közelítéssel vizsgálhatjuk az általunk analizált elrendezéssel.

Végezetül meg kell említeni azt, hogy a felületszerű repedés modellje alkalmazható a nem sík felületű repedések analízisére is, ebben az esetben a (2.29) integrálegyenletben az S_c sík felületi normálisa egy helytől függő vektor lesz. Ezen integrálegyenlet megoldása globális közelítő függvények segítségével viszont nem valószínű, hogy jelentősen előnyösebb lenne a lokális közelítésen alapuló megoldásokkal szemben, mivel az áramdipólus-sűrűség függvény viselkedése nagyban függ az S_c felület görbültségétől. Ezek alapján reménytelennek tűnik olyan egyszerű közelítő függvények megtalálása, amelyek mindenféle görbültség esetén kedvező tulajdonságokkal rendelkeznenek. Megjegyzem, hogy erősen görbült felületű repedések esetében már maga a felületszerű repedés modell használata is megkérdőjelezhető, így ilyenkor a térfogati modell alkalmazását célravezetőbbnek tartom. A felületszerű repedés modelljének alkalmazását – véleményem szerint – csak akkor érdemes meggondolni, ha a görbült felület jól közelíthető egy-két egymással érintkező, sík felületű repedés összegeként. E feladat megoldása során a 4.1. pontban tárgyalandó – párhuzamos repedések analízisére kidolgozott – módszer bemutatásakor leírt bizonyos meggondolások hasznosak lehetnek. A görbült felületű repedések analízisének kérdésével azonban eddig még nem foglalkoztam.

3.2. Numerikus példák és az eredmények értékelése

3.2.1. A tesztfeladatok bemutatása

Számos ECT feladat megoldásával ellenőriztem a bemutatott számítási eljárást. Az ellenőrzés során szerzett tapasztalatokat a továbbiakban nyolc reprezentatív tesztfeladat megoldásának eredményével demonstrálom. A bemutatott példákban lemez alakú munkadarabban lévő téglalap alakú EDM repedés válaszjelének meghatározása a cél. A mérésekhez egyszerű hengeres alakú tekercset használtak vizsgálófejként. A vizsgált tesztfeladatok mindegyikénél mérési eredmény is rendelkezésünkre áll.

A vizsgált elrendezés a 3.1. ábrán látható (38. oldal), az egyes tesztfeladatokhoz tartozó paramétereket a 3.1. táblázat tartalmazza. A táblázatban található geometriára vonatkozó jelölések jelentését a 3.1. ábra magyarázza, f a tekercset gerjesztő szinuszos áram frekvenciáját jelöli. Elhelyezkedés szerint a repedés lehet olyan, amely a lemez tekercs felőli (ID) vagy tekercssel ellentétes (OD) oldalából indul ki, illetve a repedés áthatolhat a teljes lemezen (100%). Mindegyik tesztfeladatnál a mért, illetve számított ECT válaszjel a tekercs impedanciájának változása volt. A tekercs a 8. tesztfeladat kivételével az y -tengely mentén mozog a lemez síkja felett (lásd 3.1. ábra), a 8. tesztfeladat esetében pedig a repedésre merőlegesen, az x -tengely mentén mozog a vizsgálófej. A válaszjelet, azaz a vizsgálófej impedanciájának a repedés jelenlétéből adódó megváltozását (2.33) a tekercs középpontjának pozíciója függvényében adjuk meg.

Az 1. tesztfeladat az ún. *TEAM Benchmark* feladatok egyike, amelyhez tartozó mérési eredményeket a [79] irodalom tartalmazza. A 2.-7. tesztfeladatokhoz kapcsolódó méréseket a *Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics (JSAEM)* szervezet koordinálásával a *Nuclear Engineering Ltd. (NEL)* végezte Japánban. Ezen tesztfeladatok leírását a [80] irodalom közli, ahol a 3. és 7. tesztfeladatokhoz tartozó mérési eredmények is megtalálhatók. A többi JSAEM tesztfeladat mérési

3.1. táblázat. A tesztfeladatok paraméterei (az elrendezést lásd a 3.1. ábrán)

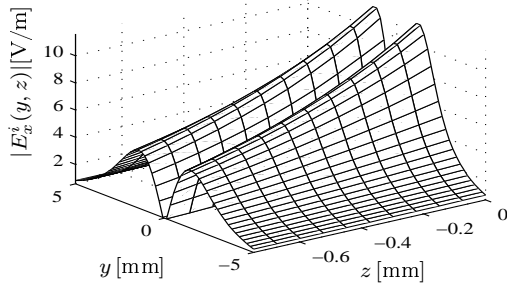
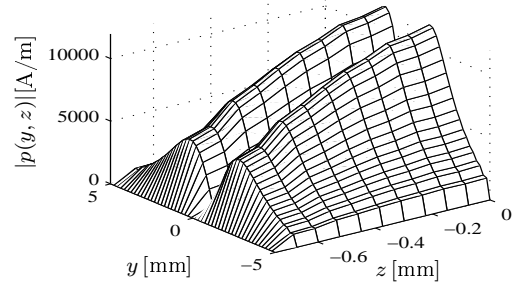
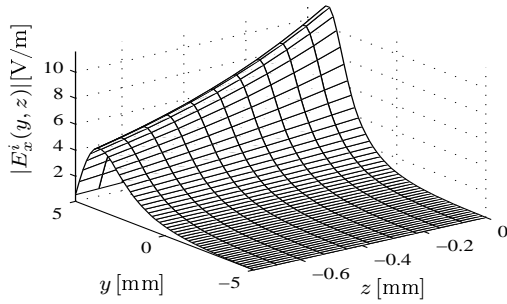
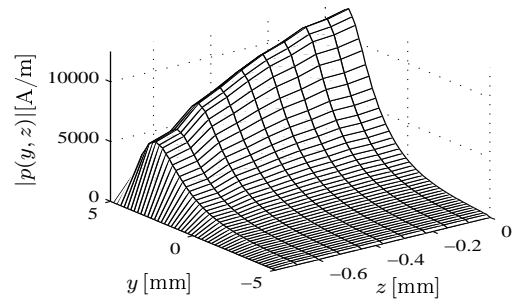
Tesztfeladat	sorszáma	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
	elnevezése	TEAM 15 #1	2-2	2-3	JSAEM 2-5 2-6		2-9	2-10	CEA #1
Gerjesztés	f [kHz]	0,9	150	300	150	150	150	300	500
	r_1 [mm]	6,15	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6	1,0
	r_2 [mm]	12,4	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,62
Tekercs	l [mm]	6,15	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	2,0
	h [mm]	0,88	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,3
	menetszám	3790	140	140	140	140	140	140	328
Lemez	d [mm]	12,22	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	1,55
	σ [MS/m]	30,6	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,02
Repedés	b [mm]	12,6	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	4,0
	a [mm]	5,0	0,5	0,5	0,75	0,75	1,25	1,25	0,61
	vastagság [mm]	0,28	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,11
	elhelyezkedés	ID	OD	ID	ID	OD	100%	100%	ID

eredményeit kérésre a JSAEM bocsátja rendelkezésre az érdeklődők számára. A 8. tesztfeladathoz tartozó munkadarab legyártását és az ECT mérést a CEA-ban végezték el, az értekezésben közölt mérési eredményeket közvetlenül a CEA-tól kaptam.

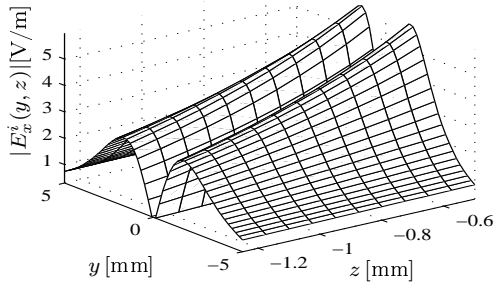
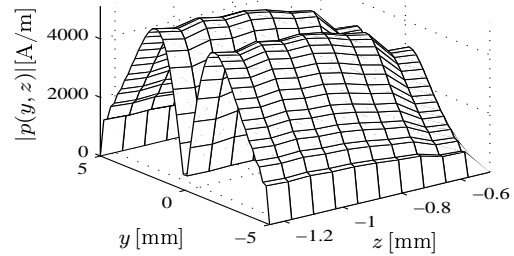
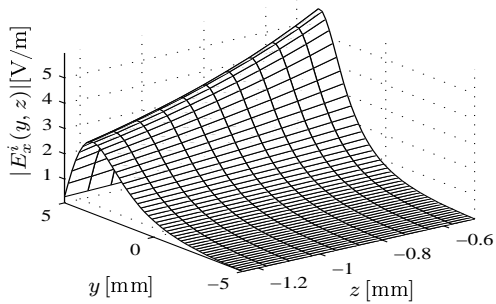
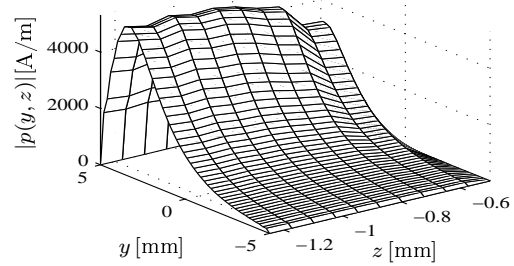
3.2.2. A tesztfeladatok megoldásának eredményei

A felületszerű repedésre vonatkozó integrálegyenlet (3.1) megoldásaként kapott áramdipólus-sűrűség függvény viselkedését a 3.3. és 3.4. ábrákon szemléltetem. Ezeken a 4. és 5. tesztfeladatok esetében, a vizsgálófej $y = 0$ (a fej középpontja a repedés középpontja felett van) és $y = 5$ mm (a fej középpontja a repedés széle fölött van) pozícióiban látható az $E_x^i(y, z)$ beiktatott tér és a $p(y, z)$ áramdipólus-sűrűség x -irányú rendezőinek abszolút értéke. A beiktatott teret az általam kidolgozott módszer [153] segítségével számítottam ki. Az ábrák alapján megállapítható, hogy a megoldásként kapott áramdipólus-sűrűség függvény menete hasonlít a beiktatott térhez, a különbség oka az, hogy a $p(y, z)$ függvénynek ki kell elégítenie a rá vonatkozó (2.26) és (2.27) feltételeket a repedés peremén. Ez az oka annak is, hogy az ID (4. tesztfeladat) és OD (5. tesztfeladat) repedések esetében lényegileg különböző az áramdipólus-sűrűség függvény még akkor is, ha a beiktatott tér mindkét esetben hasonló jellegű.

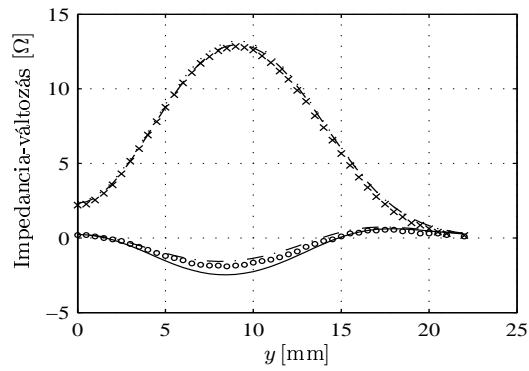
A 3.5. ábrán a tesztfeladatok megoldásaként kapott impedancia-változás látható a vizsgálófej középpontjának – a pásztázás során felvett – pozícióinak függvényében. A görbéről leolvashatók a mért, valamint a globális közelítés segítségével számított válaszjelek. Az 1.-3. és 8. tesztfeladatok esetében a szakaszonként lineáris közelítés segítségével számított eredmény is látható. A két különböző közelítés felhasználásával kapott számítási eredmények gyakran annyira közel esnek egymáshoz, hogy ezek görbéit nehéz megkülönböztetni az ábrákon.

(a) beiktatott tér, fej pozíció: $y = 0$ mm(b) dipólus-sűrűség, fej pozíció: $y = 0$ mm(c) beiktatott tér, fej pozíció: $y = 5$ mm(d) dipólus-sűrűség, fej pozíció: $y = 5$ mm

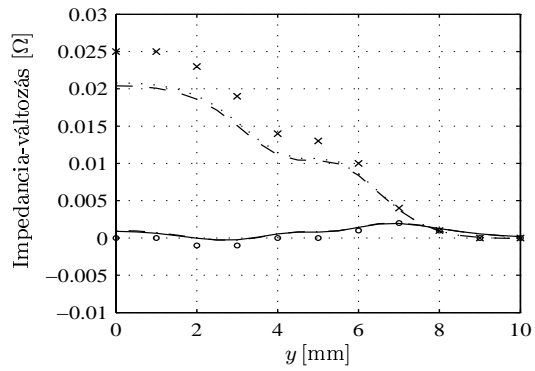
3.3. ábra. A beiktatott tér és az áramdipólus-sűrűség abszolút értéke a repedés felületén a 4. tesztfeladat esetében, amikor a vizsgálófej közepe az $x = 0$, $y = 0$, valamint az $x = 0$, $y = 5$ mm pozíciókban vannak

(a) beiktatott tér, fej pozíció: $y = 0$ mm(b) dipólus-sűrűség, fej pozíció: $y = 0$ mm(c) beiktatott tér, fej pozíció: $y = 5$ mm(d) dipólus-sűrűség, fej pozíció: $y = 5$ mm

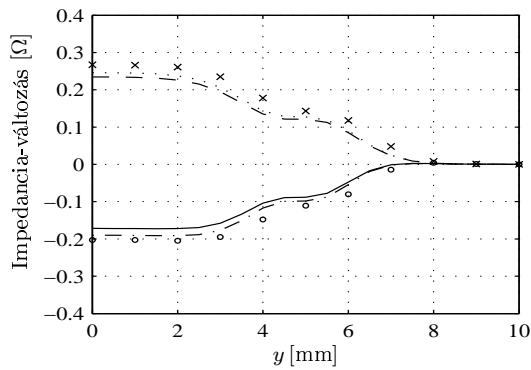
3.4. ábra. A beiktatott tér és a áramdipólus-sűrűség abszolút értéke a repedés felületén a 5. tesztfeladat esetében, amikor a vizsgálófej közepe az $x = 0$, $y = 0$, valamint az $x = 0$, $y = 5$ mm pozíciókban vannak



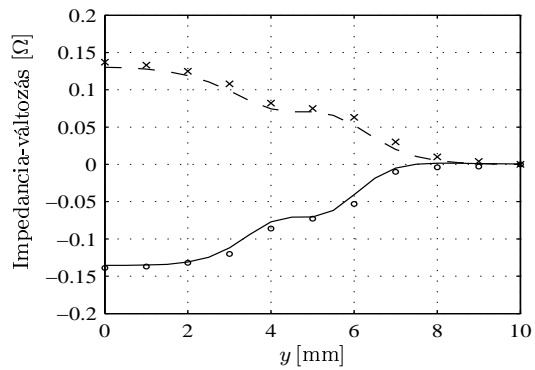
(a) 1. tesztfeladat



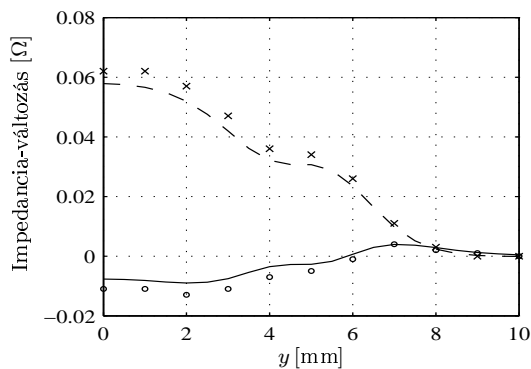
(b) 2. tesztfeladat



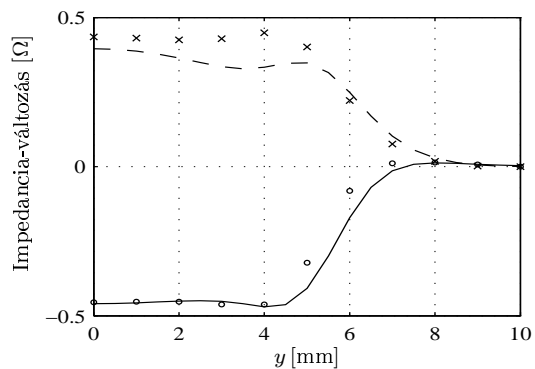
(c) 3. tesztfeladat



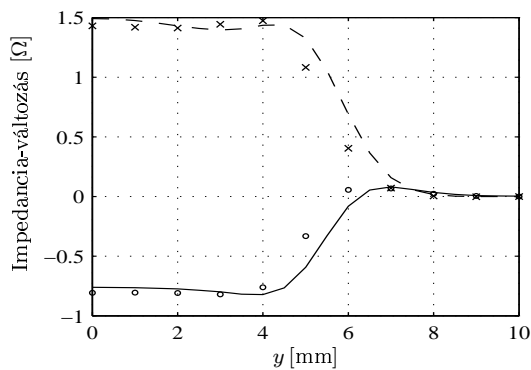
(d) 4. tesztfeladat



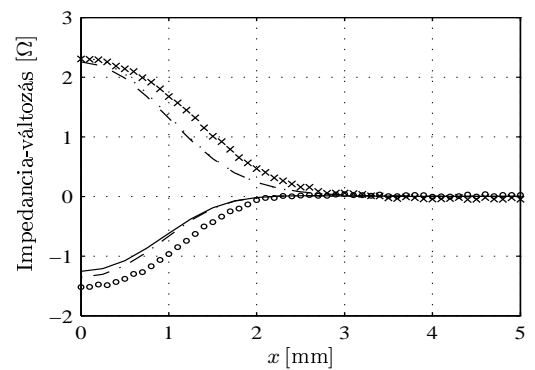
(e) 5. tesztfeladat



(f) 6. tesztfeladat



(g) 7. tesztfeladat



(h) 8. tesztfeladat

3.5. ábra. A tesztfeladatok eredményei. Globális közelítés valós (—) és képzetes (- - -) rész, szakaszonként lineáris közelítés valós (- · - ·) és képzetes (···) rész, mérési eredmény valós (○) és képzetes (×) rész

3.2.3. A globális és a szakaszonkénti lineáris közelítéssel kapott eredmények összevetése

A tesztfeladatok megoldásának eredményeit értékelve a következőket állapíthatjuk meg. A globális és szakaszonként lineáris közelítéssel számított eredmények numerikusan nagyon közel esnek egymáshoz, így a pontosság szempontjából nincs a két módszer között számottevő különbség. Lényegesnek tekinthető ezzel szemben a diszkretizációhoz használt ismeretlenek számában mutatkozó különbség. Az 1., 2., 3. és 8. tesztfeladatoknál a szakaszonként lineáris közelítéssel történő megoldáshoz rendre kb. 3,9-szer, 3,7-szer, 3,7-szer és 1,9-szer annyi ismeretlenre volt szükség, mint a globális közelítéssel történő számításokhoz. A szimulációhoz szükséges idő is jelentősen kisebb volt a globális közelítés alkalmazásakor. Példaként megadom a 3. tesztfeladat globális közelítéssel történő megoldásához szükséges számítási igényt. Ennél a tesztfeladatnál az ismeretlenek száma: 150 ($M = 30$, $N = 5$), a számítási (CPU) idő: 37 másodperc volt (ezt a CPU időt egy átlagos, 1,86 GHz órajel frekvenciájú Intel Centrino processzort tartalmazó, IBM PC kompatibilis hordozható személyi számítógép használatakor mértem). A többi tesztfeladat számítási igénye az előzőhöz hasonló, így ezeket külön nem részletezem.

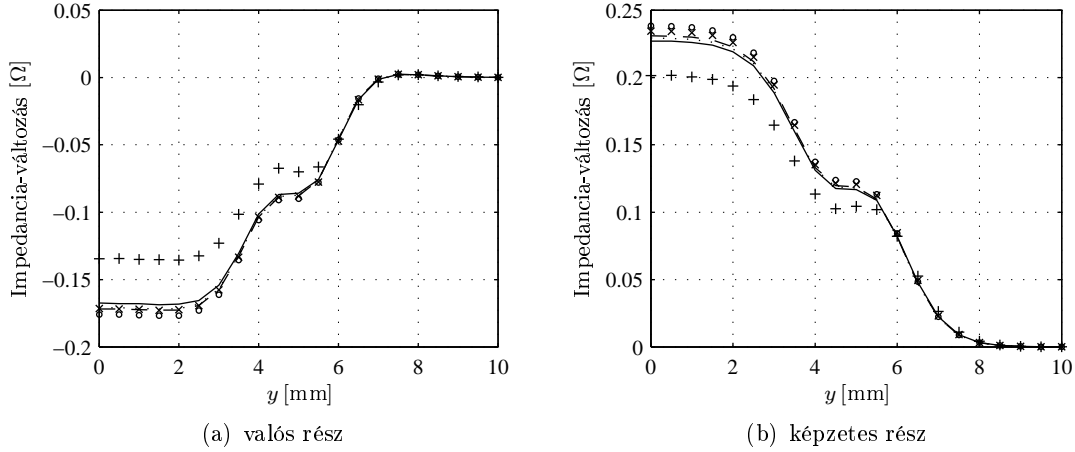
Látható, hogy a számított válaszjelek szinte minden esetben kisebbek voltak a mértnél. Ennek legfőbb oka, hogy a véges vastagságú (kb. 0,2 ~ 0,3 mm) repedést végtelen vékony felülettel modelleztem. A tesztfeladatok során szerzett tapasztalatok szerint a számított és a mért válaszjelek közötti különbség gyakorlatilag eltűnik, ha a számításoknál az adott repedés mélységénél kb. 0,05 mm-rel mélyebb, végtelen vékony repedés válaszjelét analizáljuk. Figyelembe véve azt, hogy az ECT válaszjel pontos mérése nem egyszerű és így a mérés aránylag bizonytalannak tekinthető (emlékeztetünk arra, hogy a tekercs repedés jelenlétéből adódó impedancia-változása nagyon kicsi), valamint azt, hogy a munkadarabok gyártásakor az EDM repedésék méreteinek toleranciája 0,05 mm-hez közeli, megállapíthatjuk, hogy a felületszerű repedés modellből adódó hiba elfogadható a gyakorlatban. Fontos látni tehát, hogy a számítások hibája a repedés méreteiben mérve az említett 0,05 mm-hez közeli, így adódik, hogy a bemutatott szimulációs eljárásra alapozott anyaghiba-rekonstrukciónak a direkt probléma megoldásának bizonytalanságából adódó hibája a repedés geometriai paramétereire vonatkoztatva 0,05 mm körül mozog. Ez az érték igen kicsi a rekonstrukció során várható egyéb hibával összemérve.

Nagyszámú feladat megoldása során tapasztaltam a bemutatott, globális közelítésen alapuló számítási módszernek azt a nagy előnyét, hogy a kapott eredmény a közelítő függvények számának növelésével (azaz a felosztás finomításával) gyorsan és egyenletesen konvergál. Ezt a jelenséget megerősítették azok is, akik az általam készített számítógépes programot tesztelték. Ennek a tulajdonságnak a demonstrálásaként a 3.6. ábrán a 3. tesztfeladat esetében számított ECT válaszjeleket ábrázoltam különböző M és N esetében (lásd még (3.2) képlet). A szakaszonként lineáris közelítés alkalmazásával végzett számítások során szerzett tapasztalatom szerint a felosztás finomításával a megoldás esetenként lassabban és nem egyenletesen konvergált. Így megállapítható, hogy a globális közelítés alkalmazása a gyakorlati felhasználás szempontjából igen előnyös numerikus stabilitási tulajdonsággal rendelkezik.

3.2.4. Összevetés egyéb szimulációs módszerrel kapott eredményekkel

A fentebb bemutatott módszer segítségével számított ECT válaszjelek pontossága az irodalomban található többi módszerrel összevetve jónak mondható. E kijelentésnél többet – a rendelkezésemre álló információk alapján – sajnos nem állíthatok, mivel az irodalomban általában csak egy-két mintapélda eredményét közlik és ezen eredmények alapján nem vonható le igazi következtetés a vizsgált számítási eljárás tulajdonságairól. Valódi összevetést akkor lehetne csak megtenni, ha nagyszámú és változatos mintapéldákon végzett számítások eredményét lehetne összehasonlítani.

Az előzőekben bemutatott módszer alapján elkészítettem egy programot, amelyet a CIVA programcsomag [2] ECT részébe integráltak, majd a kapott eredményt a piaci szoftverekkel szemben támasztott követelményeknek megfelelően széleskörűen teszteltek. A fejlesztés jelenleg készen áll arra, hogy a CIVA következő kiadásainak valamelyikében piacra kerüljön. A tesztelés során az ál-



3.6. ábra. 3. tesztfeladat eredménye különböző közelítések esetében. $M \times N$: 10×5 (+), 30×5 (\times), 50×5 (\circ), 30×11 (—), 50×11 (— — —), 50×15 (\cdots)

talán készített módszer tehát természetesen összevetésre került a CIVA-ban már eddigiekben is működő, térfogati anyaghibamodell alapján készített szimulációs eljárással. Erről feltételezhetjük, hogy az a maga nemében a pillanatnyilag elérhető legfejlettebb eljárás. Mindez azért hihető, mert ez a programcsomag szinte egyeduralgokodó a roncsolásmentes anyagvizsgálattal foglalkozó iparban. (Ez az állítás feltétlenül igaz, ha az európai piacot tekintjük, Amerikában van más ECT szimulációjára alkalmas programcsomag [154], de ez kevésbé általános felhasználású és sokkal régebbi fejlesztésű, mint a CIVA.)

Összehasonlítva a CIVA-ban integrált megvalósítását az értekezésben fentebb leírt módszernek és az ugyanabban a szoftverben található térfogati anyaghiba modellen alapuló számításokat a következő eredményre jutunk. Mindkét eljárással a gyakorlat számára elfogadható pontosságú eredményeket lehet kapni EDM repedések analízisekor. Szemben a térfogati modellen alapuló számításokkal tapasztalható numerikus instabilitással, a globális közelítésen alapuló felületszerű anyaghiba modellen alapuló módszer eredménye numerikusan stabilisan viselkedett a diszkrétizáció megváltoztatásakor (ez a bemutatott módszer esetében a közelítő függvények számának megváltoztatását, a térfogati modell esetében pedig az anyaghiba téglányokra való osztásának megváltoztatását jelenti). A térfogati modellen alapuló számítások időigénye 5 – 10-szerese volt a felületszerű modellen alapuló számításoknak. Bizonyos, nagyon speciális adó- és vevőtekercekből álló vizsgálófejek esetében a felületszerű modell alapján számított eredmények néhol nem voltak kielégítően pontosak, ezt a hibát egy korrekciós számítással sikerült minimalizálnunk úgy, hogy a szükséges számítási igény nem nőtt meg jelentősen [109]. A térfogati modellen nyugvó számítások nagy hibája, hogy a repedés vastagságának csökkenésével a számítási igény annyira megnő, hogy bizonyos vastagságnál kisebb repedésekre gyakorlatilag nem alkalmazható a módszer. Ezek alapján jól látszik, hogy a felületszerű repedés modellen alapuló, globális közelítő függvényekkel történő számítási eljárás a gyakorlati felhasználhatóság szempontjából igen kedvező tulajdonságokkal bír és így nagyon hasznos kiegészítője az eredetileg is a CIVA-ban megtalálható térfogati modellen alapuló szimulációnak.

3.3. Moduláris számítási környezet anyaghiba válaszelőjelének szimulációjára

Az értekezés bevezetőjében már szó volt arról, hogy az ECT problémák szimulációjára alkalmazható térszámítási módszerek egyike sem tekinthető minden szempontból ideálisnak, az egyes módszerek pozitív és negatív tulajdonságait mérlegre téve kell eldönteni, hogy egy adott elrendezés analíziséhez milyen térszámítási eljárást alkalmazunk. A legtöbb esetben az alkalmazott eljárás olyan, amelyet specifikusan az adott probléma megoldására fejlesztettek ki. Ebben az alfejezetben egy

olyan számítási környezetet vázoltok, amelyet arra dolgoztam ki, hogy különböző általánosan használatos térszámítási eljárás összekapcsolásával hatékony számítási módszert lehessen előállítani akár bonyolult ECT mérések szimulációjára is.

A moduláris számítási környezet alap gondolata az, hogy bizonyos értelemben szétválasztja a gerjesztő tér és az anyaghiba visszahatásaként kialakuló tér-perturbáció kiszámítását. A szétválasztás után ezen feladatok megoldására különböző térszámítási módszerek használatát és az egyes problémákra vonatkoztatva különböző közelítések bevezetését teszi lehetővé. A módszerek és közelítések helyes megválasztásával igen hatékony szimulációs eljárás alakítható ki. Ebből adódóan a moduláris környezet segítségével megvalósított számítások alkalmasak a gyakorlatban előforduló tervezési és rekonstrukciós feladatok hatékony megoldására.

A moduláris számítási környezet alap gondolata aránylag elég általánosan alkalmazható különböző ECT problémák megoldására. Az egyszerűség kedvéért a módszert felületszerű repedések ECT válaszjelének szimulációjára mutatom be részletesen. Ennek a problémának a megoldására el is készült a számítások megvalósítása. A moduláris számítási környezet megvalósítását az LGEP munkatársaival (a francia kutatócsoport vezetője Yann Le Bihan volt) készítettem el. A közös munkában én a számítási környezet alap gondolatát és annak részleteit dolgoztam ki, valamint én készítettem el a felületszerű repedés hatására kialakuló tér-perturbáció számításához szükséges modulokat. Az LGEP munkatársai a gerjesztő tér kiszámítására írt részt, valamint a moduláris környezet számító-gépes megvalósítását készítették el. A számítások verifikációjához használt kiterjedt kísérleti munkát is az LGEP kutatócsoportja végezte. A moduláris rendszert és megvalósítását a [121] irodalomban, az egyes alkalmazásokhoz kapcsolódó eredményeket a [122, 124] cikkekben publikáltuk.

3.3.1. A moduláris számítási környezet vázlata

Induljunk ki a (3.1) integrálegenlet diszkretizálásával kapott (3.5) egyenletrendszerből. Az \underline{A} mátrix elemei a közelítő függvény sor (3.2) egyes tagjai által leírt másodlagos forrás hatására létrejött elektromos térerősségnek a tesztelő függvényekkel vett szorzatának integrálja (3.6). A \underline{b} gerjesztés vektor elemei pedig a vizsgálofej árama által keltett elektromos térerősségnek a tesztelő függvényekkel vett szorzatának az integrálja (3.8).

Látható, hogy \underline{A} és \underline{b} elemei egymástól függetlenül kezelhető, jól meghatározott térszámítási feladatok eredményeiként kaphatók meg. Az egyes problémák azonban lényegesen különböző jellegűek. Az \underline{A} elemei egy térben nagyon koncentrált forrás elektromágneses terének a forrás közvetlen közelében történő meghatározását igényli. \underline{b} elemeinek meghatározásakor viszont egy aránylag nagy kiterjedésű forrásnak, a forrás helyétől relatíve távoli pontokban lévő elektromágneses terének kiszámítása a feladat. A meghatározandó tereket – jellegükből adódóan – alapvetően különböző tulajdonságú numerikus megoldási módszerrel érdemes kiszámítani. \underline{A} elemeinek meghatározásakor egy kis térfogat nagyon sűrű diszkretizációja szükséges, amíg \underline{b} elemei lassan változó, nagy térfogatra kiterjedő függvények meghatározásával kapható meg, így ennek érdekében egy nagy térfogatrész, aránylag ritka diszkretizációja a célravezető.

Az esetek döntő többségében hasonlóan ellentétes az a szempontrendszer is, amelyet az \underline{A} és \underline{b} elemeinek meghatározásakor a geometriára vonatkozóan kell figyelembe venni. Mivel az \underline{A} elemeinek kiszámításakor a munkadarab geometriája az anyaghiba közvetlen környezetében a meghatározó, ezért a kérdéses térrészben a munkadarab alakja gyakran közelíthető valamilyen egyszerű geometriával (lemez, henger, gömb, stb.), amelyre vonatkozóan pl. ismertek lehetnek a diadikus Green-függvények, vagy pl. egyszerűen generálható jó minőségű végelemek hálói a számításokhoz. Ezzel szemben a \underline{b} elemeinek meghatározásához aránylag nagy kiterjedésű részét kell a munkadarabnak figyelembe venni, amely az esetek legnagyobb részében azt jelenti, hogy nem egyszerű geometria analízise a cél, továbbá az is nehezítheti a problémát, hogy a vizsgálofej alakja is igen komplikált lehet (több tekercs, különböző alakú vasmagok, stb.). Ebből is látszik, hogy hasznos lehet egy olyan számítási módszer, amely a másodlagos források terének meghatározásakor a munkadarabnak egy közelítő geometriáját veszi figyelembe, amíg a beiktatott tér meghatározásakor a munkadarab és a vizsgálofej pontos alakját tudja kezelni. Gyakran előfordul pl. az az eset, amikor egy repedés válaszjelét kell kiszámítani egy téglatest alakú munkadarabban. Ekkor az \underline{A} mátrix elemei meghatározhatók

végtesen lemez alakú munkadarab figyelembevételével még akkor is, ha a repedés közel helyezkedik el a munkadarab széléhez, a \underline{b} elemeinek meghatározásakor azonban feltétlenül figyelembe kell venni a munkadarab valóságos alakját.

A moduláris számítási környezet célja, egységes keretet biztosítson ahhoz, hogy az ECT válaszjel meghatározásához szükséges térszámítási feladatokat egymástól függetlenül, különböző számítási módszerek felhasználásával és különböző – a geometriára és egyéb paraméterekre vonatkozó – közelítések figyelembevételével lehessen meghatározni. Maga az a gondolat, hogy az ECT problémák megoldásakor célszerű a gerjesztő teret és az anyaghiba visszahatását szétválasztani, nem új az irodalomban. Az anyaghibák válaszjelének integrálegyenletes modelleken alapuló meghatározásának módszerei valójában a tér felbontásán alapulnak. Ismert olyan megoldás is az irodalomból, amely esetében végelem módszer alkalmazásakor – amikor ez a módszerből adódóan egyáltalában nem tűnik természetesnek – szétbontásra kerül a beiktatott tér és anyaghiba visszahatás számítása [58]. Magam is részt vettem egy olyan számítási módszer kidolgozásában, amelyben a térfogati anyaghibákra vonatkozó integrálegyenletes modell alapján (2.14) a diszkretizált egyenletrendszer együtthatóit és a gerjesztés vektort egyaránt végelem módszerrel számítottuk ki [61, 155].

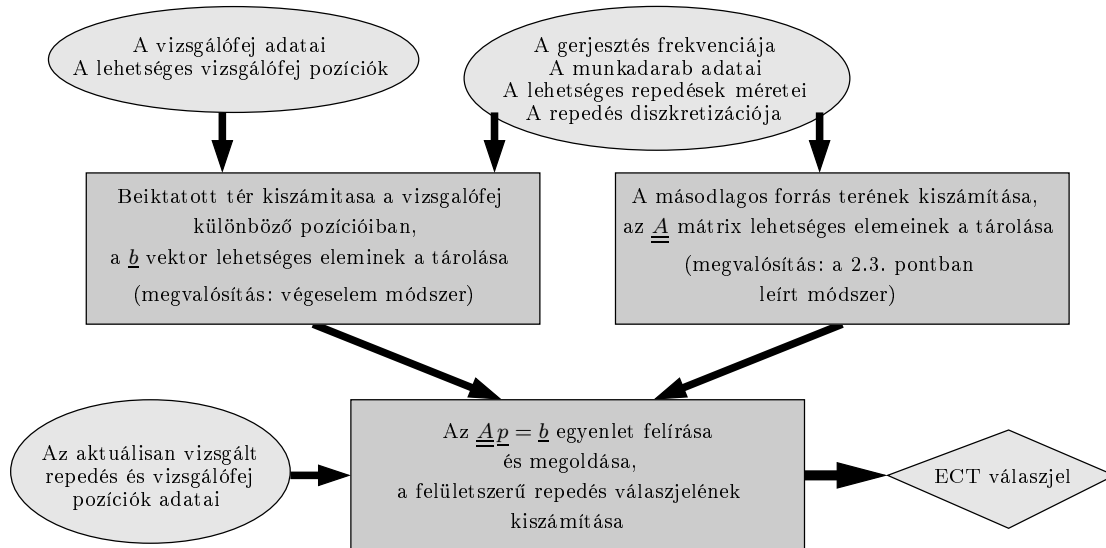
A moduláris számítási környezet újszerűsége abban áll, hogy itt egy egységes rendszer alapján lehetőség nyílik különböző számítási módszerek és különböző közelítések összekapcsolására a modulok és a közöttük lévő kapcsolódó felületek (interfészek) definiálásával. Fontos az a tény, hogy az összekapcsolt számítási eljárások lehetnek a kereskedelembe kapható programcsomagok is, ezzel jelentősen csökkenteni lehet egy adott ECT alkalmazás szimulációjára kidolgozandó módszer előállítására fordított energiát. Új eredménynek tekinthető még az is, hogy ezen számítási környezetnek elkészítettük egy megvalósítását, amelyben a 2.3. pontban leírt módszer segítségével határoztam meg az \underline{A} mátrix elemeit és a velem együttműködő partnerek pedig kereskedelmi forgalomban kapható, végelem módszeren alapuló programcsomag felhasználásával számították ki a \underline{b} vektor elemeit. Ezen megvalósítás alkalmazhatóságát nagyszámú kísérleti eredményen alapuló összehasonlítással támasztottuk alá.

A moduláris számítási környezet alapgondolata az esetlegesen szükséges módosítások után alkalmazható nem csak a bemutatott, – felületszerű repedés válaszjelének számítását célzó feladat – hanem más jellegű ECT problémák megoldására is. Ennek oka az, hogy – az ECT problémákra jellemzően – azok döntően aránylag kis térfogatra koncentrálódó anyaghibák válaszjelének szimulációját célozzák, és ez általában kereshető – többek között – integrálegyenletesen alapuló modell megoldásaként. Ebből adódóan a diszkretizáció után kapott egyenletrendszer együtthatóira és gerjesztésére fennállnak azok az állítások, amelyek az előzőekben a repedés válaszjelének szimulációjakor leírtam. Megjegyzem, hogy a térfogati anyaghiba modell (2.14), illetve a 4. fejezetben bemutatásra kerülő további anyaghiba modellek alapján számított válaszjelek szimulációja is megvalósítható lenne a moduláris számítási környezetben, így ezen ECT problémák megoldásakor is hasznosítani lehet a környezetből adódó számítástechnikai előnyöket. A moduláris számítási környezetnek az említett és az esetleges további problémákra történő általánosításával az értekezés keretein belül a továbbiakban nem foglalkozom.

3.3.2. ECT válaszjel szimulációjának egy megvalósítása

A moduláris számítási környezetben a felületszerű repedés válaszjelének szimulációjára megvalósított rendszer blokkvázlata a 3.7. ábrán látható. A repedés jelenléte következtében létrejött térperturbáció kiszámításánál lemez alakú munkadarabot feltételeztünk. A beiktatott tér kiszámításakor az aktuálisan analizálni kívánt elrendezéstől függően, lemez alakú munkadarab felett elhelyezkedő, vasmagot tartalmazó, különböző vizsgálófej elrendezéseket vettünk figyelembe. A számítások célja, hogy adott vizsgálófej és munkadarab geometria esetében nagyon gyorsan lehessen különböző alakú repedések válaszjelét meghatározni. A feladat tipikusan ez, ha a számítások végső felhasználása pl. a repedés alakjának valamely optimalizációs eljárás eredményeként történő rekonstrukciója.

Ha lemez alakú munkadarabot veszünk figyelembe és valamilyen lokális közelítő függvényrendszert alkalmazunk, akkor a különböző alakú repedések válaszjelének meghatározásakor a megoldandó egyenletrendszer mátrixának elemei ugyanazon, a lehetséges együtthatókat tartalmazó – viszonyla-



3.7. ábra. A moduláris számítási környezet

gosan kis számú elemből álló – halmazból kerülnek ki. Ennek az előnynek a kihasználása érdekében a megvalósításban a 3.1.5. pontban bemutatott szakaszonként lineáris közelítést alkalmaztam. Ezért – amennyiben a repedések diszkretizációjához ugyanazt a rácsot alkalmazom – elegendő annak a legnagyobb repedésnek az \underline{A} mátrixának az összeállításához szükséges elemeket ismerni, amely S_c felülete magában foglalja az összes többi analizálni kívánt repedés felületét. Ennek az együttható mátrixnak az összeállításához szükséges elemeket tároló adatbázis segítségével elő lehet állítani az összes többi repedés együttható mátrixát is. Ugyanígy, ha ismerjük azon \underline{b} vektorokat, amelyek az adott vizsgálófej pozíciók figyelembevételével szükségesek a legnagyobb repedés válaszjelének kiszámításához, akkor ezek felhasználásával már meg lehet állapítani a többi repedés válaszjelének kiszámításához szükséges gerjesztés vektorokat. Globális közelítő függvények alkalmazásakor nem célszerű ilyen jellegű, az összes lehetséges repedés analíziséhez használható adatbázisokat létrehozni, mert azok nagyon sok elemet tartalmaznának. A moduláris számítási környezet természetesen használható akkor is, ha globális közelítő függvényeket alkalmazunk, ekkor ugyanis az egyes repedések analízisekor kell előállítani az adott repedésre vonatkozó \underline{A} mátrixot és \underline{b} vektort. Ilyenkor persze elvész a módszernek az az előnye, hogy az említett együtthatókat és gerjesztéseket tartalmazó adatbázisok jelentősen csökkentik az egyes repedések válaszjelének kiszámítására fordított időt. Ez az oka annak, hogy a moduláris számítási környezet lemez alakú munkadarabot figyelembe vevő megvalósításánál lokális közelítő függvényeket használtam az integrálegyenlet diszkretizációjára.

Az elmondottak alapján tehát az első lépésben meg kell határozni a legnagyobb előforduló repedés méretét és a repedések analízisekor használt diszkretizációt (a repedés felületét felosztó rács méreteit, ezek alapján már meghatározhatók a (3.22)-(3.31) közelítő és tesztelő függvények). Szükség van még a figyelembe veendő vizsgálófej pozíciók ismeretére is. Ezen felül természetesen ismerni kell a munkadarab és a vizsgálófej geometriai és anyagi paramétereit, valamint az örvényáramokat keltő áram frekvenciáját. Az adatok ismeretében meghatározhatók azoknak az együtthatóknak a halmaza, amelyek segítségével összeállíthatók a rendszermátrix és a gerjesztés vektorok a vizsgált repedések és fej pozíciók esetében. A lemez alakú geometriából adódóan a másodlagos forrás helye és a vizsgálófej pozíciója a lemez felületével párhuzamos síkban egyszerű koordináta eltolással elmozgatható, így viszonylagosan kis számú adat is elég ahhoz, hogy \underline{A} és \underline{b} előállítható legyen minden repedésre és vizsgálófej pozícióra. A kívánt adathalmaz előállíthatóságának természetesen nem feltétele a kanonikus geometria, bonyolultabb esetben is meghatározhatók az egyenletrendszer felállításához szükséges adatok halmaza, csak ebben az esetben – mivel a koordináta transzformáció nem alkalmazható – nagyobb számú adatra van szükség. Amennyiben csak egy, vagy néhány repedés analízise a cél, akkor nem célszerű a lehetséges elemeket tartalmazó adatbázis létrehozása (nem

is célszerű azonos diszkretizációt alkalmazni), ekkor célravezetőbb csak a konkrét repedés(ek)hez tartozó \underline{A} mátrixok és \underline{b} vektorok meghatározása.

A meglévő adatbázisok segítségével nagyon rövid idő alatt elő lehet állítani bármely repedés válaszjelének kiszámításához szükséges (3.5) egyenletrendszert. Ennek megoldásaként megkapjuk a \vec{p} áramdipólus-sűrűség közelítését, ennek ismeretében pedig a válaszjel számítható a 2.2.2. pontban leírtak alapján.

Az LGEP munkatársaival közösen készített megvalósításban az \underline{A} mátrix lehetséges elemeit meghatározó modult én írtam a 2.3. pontban ismertetett módszer felhasználásával. A különböző vizsgálófejek által létrehozott beiktatott teret az LGEP munkatársai számították ki az ANSYS nevű, kereskedelembe kapható végelem szoftvercsomag [156] segítségével. Ennek az eredménynek a felhasználásával meghatározták a lehetséges \underline{b} vektorok megadásához szükséges adatbázist. Az analízalandó repedéshez tartozó egyenletrendszert, ennek megoldását és a megoldás alapján a válaszjel kiszámítását végző modult én írtam. A számítási környezet keretprogramját az LGEP munkatársai programozták be.

A fentebb leírt számítási módszert akkor használtuk, amikor bizonyos vizsgálófejeknek egészen kicsi repedések hatására létrejött válaszjelét vizsgáltuk. Ennek keretében összevetettük a kísérleti és szimulációs eredményeket is. A vizsgált repedések téglalap alakúak voltak, amelyeknek hossza 0,4–0,8 mm tartományba, mélységük pedig 0,1–0,4 mm tartományba esett. A méréseket az LGEP munkatársai végezték. Két különböző, komplikált geometriájú, vasmagos vizsgálófej esetében, 21 különböző válaszjelet összevetve megállapítottuk, hogy a szimulált és a mért válaszjelek nagyon jól megegyeznek egymással. Az összehasonlítás eredményeit egyéb, a kísérlettel kapcsolatos megállapításokkal együtt a [122, 124] publikációkban közöltük. A cikkekben található eredmények bemutatásától az értekezésben (hely hiányában) eltekintek. A számítások hatékonyságát bizonyítja az, hogy egy egyszerű PC használatukor az egyes válaszjelek néhány másodperc alatt kiszámíthatók (ebbe nem számítottam bele az előzetesen kiszámított lehetséges együtthatók és gerjesztések meghatározásához szükséges időt).

A mért és a szimulációs eredményeknek összehasonlítását elvégeztük még olyan repedés elrendezésekre is, amikor a repedés nagyon közel helyezkedett el egy véges nagyságú, lemez alakú munkadarab széléhez. Ebben az esetben a másodlagos források terének kiszámításánál végtelen lemezt vettünk figyelembe, a beiktatott tér analízisekor pedig a valóságos geometriát feltételeztük a végelem módszerrel végzett számításokban. Elvárásainknak megfelelően azt kaptuk, hogy az így végzett számítások nagyon jól közelítették a kísérleti úton kapott válaszjeleket. Számottevő eltérés csak akkor adódott, amikor a repedés egészen elért a lemez széléig, így a repedésnek volt a levegővel érintkező szakasza a munkadarab két felületén is (tetején és a szélén). A két válaszjel azonban ebben az esetben sem tért el különösen nagy mértékben egymástól. A gyakorlati felhasználásokban ez az eltérés sokszor még elfogadható. Fontos felhívni a figyelmet arra, hogy az \underline{A} mátrix elemeinek kiszámításakor a végtelen lemez alakú geometria figyelembevételével tett közelítés következtében a számításokhoz szükséges idő az egyébként szükségesnek a tört részére csökkent. Az eredményeket egy előadás formájában az ENDE konferencián már bemutattuk [123]. Mivel a méréseket a SNECMA végezte és eddig még nem járult hozzá azok írásban történő közléséhez, numerikus eredményeket az említett konfigurációra vonatkozóan nem tudok bemutatni. Ebből adódóan ezeket az eredményeket a tézisek megfogalmazásakor sem veszem figyelembe.

3.4. ECT szenzor kalibrációja inhomogén térben

A értekezésben bemutatott szimulációs eljárások felhasználásával és további egyedi eljárások kidolgozásával részt vettem különböző ECT vizsgálófejek tervezését, optimalizációját, illetve kalibrációját célzó kutatásokban. A legtöbb eredmény az MTA-MFA-ban – döntően Vértessy Gábor és Gasparics Antal vezetésével [36, 157, 158, 159] készült – Fluxset típusú ECT mérőfej fejlesztéséhez kapcsolódik [115, 116, 118, 119, 120, 138, 139, 140, 142, 143, 144, 145]. A nagyszámú publikáció és a rájuk kapott hivatkozások a vizsgálófej és a fejlesztéskor használt módszerek újdonságát bizonyítják. A szimulációs eljárásoknak a kutató-fejlesztő munka során történő széleskörű alkalmazása döntően az

én javaslatom alapján és közreműködésemmel történt. E munka tudományos jelentősége egyrészt abban áll, hogy bebizonyítottuk azt, hogy egy vizsgálófej kidolgozásakor nagy segítséget nyújthat az elektromágneses tér szimulációja (ismereteim szerint ilyen mértékű elméleti számítások nem előzték meg egyetlen korábbi ECT vizsgálófej kifejlesztését sem), másrészt pedig bizonyítja az általam kidolgozott számítási eljárások gyakorlati alkalmazhatóságát.

A Fluxset vizsgálófej fejlesztésekor az általam végzett munka során elért eredmények közül elméleti szempontból is jelentőséggel bír az az eljárás, amelyet mágneses szenzorok ECT mérésekhez alkalmazható kalibrációjára dolgoztam ki. Az eljárás lényege, hogy figyelembe veszi azt, hogy a mérendő mágneses tér ECT mérések esetében térben gyorsan változik (különösen így van ez az anyaghiba környezetében), így az nem tekinthető homogénnek a szenzor közvetlen környezetében. Ebből adódóan egy olyan kalibrációs eljárást kellett kidolgozni, amely erősen inhomogén terek kvantitatív mérésére tesz alkalmassá mágneses szenzorokat. Hagyományosan a szenzorokat homogén mágneses térben kalibrálják, ez azonban nem szolgáltat kielégítő információt az adott szenzor inhomogén térben történő viselkedéséről. A kidolgozott kalibrációs eljárás eredményeként még az is megtudható, hogy mennyire előnyösen használható az adott szenzor ECT alkalmazásokban.

A következőkben először röviden vázolom a kalibrációs módszer lényegét, a módszer pontosabb kifejtése és annak Fluxset szenzorra történő alkalmazásának részletei a [118, 120] publikációkban olvasható.

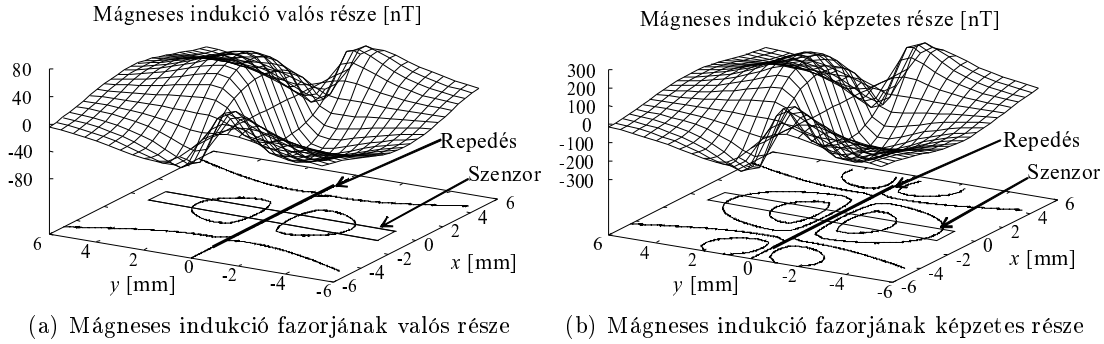
3.4.1. Mágneses tér mérése az örvényáramú anyagvizsgálatban

Az ECT vizsgálófejek egyik típusában árammal táplált tekercseket használnak az örvényáramok keltésére és mágneses teret mérő szenzorokat alkalmaznak az anyaghiba által keltett tér-perturbáció detektálására. Ennek az elrendezésnek – viszonylagosan komplikált szerkezete mellett – számos előnye lehet az elterjedt, induktív alapon mérő vizsgálófejekkel szemben. Ilyen előny az, hogy a szenzort a gerjesztő tekercshez képest olyan helyre lehet tenni, ahol nagy az anyaghiba jelenlétéből adódó tér-perturbáció, gyakran olyan pozíció választása a célszerű, ahol a szenzor által mért mágneses tér értéke nulla, amikor nincs anyaghiba (így a szenzor jele közvetlenül az anyaghiba válaszjelét adja). Ha olyan szenzort használunk a tér mérésére, amely érzékenysége – szemben az induktív szenzorokéval – nem függ a frekvenciától, csökkenteni lehet a gerjesztő jel frekvenciáját, így az indukált tér mélyebbre tud behatolni a vizsgált munkadarabba. Az említetteken kívül természetesen más előnyök is elképzelhetők, mindig az adott ECT feladat határozza meg azt, hogy milyen vizsgálófejet érdemes egy adott probléma megoldásához használni.

Mágneses térmérőt tartalmazó vizsgálófejek általában egy vagy több, a tér gerjesztésére használt tekercsből, illetve ezekhez képest rögzített pozíció(k)ban lévő mágneses szenzor(ok)ból állnak. Mi azt a konfigurációt vizsgáljuk, amikor csak egy szenzor található a fejben és ennek a szenzornak a jele adja a mérőfej válaszjelét (a kapott eredmények könnyen általánosíthatók több szenzort tartalmazó vizsgálófejekre is). Az alkalmazott szenzorok mérete általában kicsi (jellemzően néhány mm), de még így is elég nagy ahhoz, hogy a kis térfogatra koncentrálódó anyaghibák következtében létrejövő mágneses tér megváltozása számottevő legyen a szenzor által elfoglalt V_m térfogatban.

Példaként tekintsük az általunk vizsgált Fluxset vizsgálófejeket, amelyekben található Fluxset szenzorok mérete általában 5–15 mm hosszúságú és 1–1,5 mm nagytengelyű, ellipszis alapú henger. A szenzor a vizsgált munkadarab felületével párhuzamosan helyezkedik el centrálisan a teret gerjesztő tekercs és a munkadarab között. A tekercs egy szolenoid, amelynek külső átmérője 10 mm és tengelye merőleges a munkadarabra (további részletek a vizsgálófejről a [120] publikációban olvasható). A tekercs áramát valósnak (0 fázisszög) tekintjük. A szimmetrikus elhelyezkedésből következően a szenzor által mért mágneses tér nulla, ha hibamentes lemez felett pásztázik a vizsgálófej (hasonlóan nulla jel kapható egyéb szimmetriával rendelkező elrendezésekben is, mint pl. henger vagy cső megfelelő módon történő vizsgálatakor).

A vizsgált mérőfejben lévő Fluxset szenzor által mért, az anyaghiba következtében létrejövő mágneses tér-perturbáció szemléltetésére tekintsük a 3.8. ábrát. Itt a mágneses indukcióvektor változásának (2.30) y irányú rendezője látható a szenzor középvonalának síkjában. Az ábrán a repedés és a szenzor xy síkbeli helyzetet is láthatjuk. A bemutatott eredményeket a 3.1. pontban vázolt



3.8. ábra. A repedés jelenlétéből adódó mágneses indukcióvektor-változás y irányú rendezője (ΔB_y) a szenzor környezetében, amikor a vizsgálófej középpontja az origóban van és egy 9 mm hosszú repedés helyezkedik el centrálisan az $x = 0$ síkban (az ábra mutatja a repedés és a szenzor xy síkbeli helyét is)

módszer segítségével számítottam ki. Az ábra jól szemlélteti azt, hogy a mérendő mágneses tér jelentősen változik a szenzor által elfoglalt térfogatban, így a mágneses indukció meghatározására érezhetően nem alkalmazható a szenzor homogén térben történő kalibrációjának eredménye. Ez az oka annak, hogy foglalkozni kell azzal a kérdéssel, miként is lehet a mágneses szenzorok jelét kvantitatív örvényáramú anyagvizsgálatra használni.

3.4.2. A szenzor kalibrációjának menete

Az inhomogén térben történő kalibráció értelmezése

Először meg kell fogalmazni, hogy mit is értünk egy szenzor inhomogén tér mérésére alkalmas kalibrációján. A 3.8. ábrát ismételten megvizsgálva látható, hogy a szenzor jelének egy adott pozíciójában kapható értékéből (ez a Fluxset szenzor esetében egy komplex szám) eléggé nehéz (ha egyáltalán ez lehetséges) a mágneses téreloszlást megadni. E feladat megoldását nem tűzhetjük ki célul. Hasonlóan jól használható eredmény azonban az, ha a szenzor által elfoglalt térfogatban, a szenzor jelenlététől eltekintve létező mágneses tér ismeretében meg tudjuk mondani a szenzor jelét. A továbbiakban ezen összerendelés megadását tekintem a szenzor inhomogén térben történő kalibrációjának. Formálisan megfogalmazva, keressük azt a

$$\vec{B}(\vec{r}) \longrightarrow v, \quad \vec{r} \in V_m \quad (3.32)$$

összerendelést, amely során a szenzor által elfoglalt térfogatban ismert $\vec{B}(\vec{r})$ mágneses indukcióvektor eloszláshoz hozzárendelünk egy v komplex vagy valós számot, ezt fogjuk a szenzor jelének tekinteni. Emlékeztetek arra, hogy $\vec{B}(\vec{r})$ az a téreloszlás, amely abban az esetben található a szenzor helyén, amikor a szenzor nincs ott, mivel egy jó mérőműszernek nem szabad számottevően befolyásolnia a mérendő teret. A v jel előállításában a szenzoron túl még sok egyéb eszköz is részt vesz, ilyen például a jel előállítására szolgáló elektronika (tápegységek, erősítők, analóg- és digitális jelfeldolgozók, stb.) is. A (3.32) összerendelés mindezeket magában foglalja, így a kalibráció nem választja szét a rendszer különböző elemeit. A mért válaszjel előállításában résztvevő elemeket működésük során invariánsnak tekintjük. Az időbeli változás szempontjából azzal a megszorító feltételezéssel élünk, hogy – mivel a kalibráció az időben szinuszosan változó teret jellemző komplex értékű $\vec{B}(\vec{r})$ függvényhez egy v számot (valós vagy komplex) rendel – a térnek csak az adott időbeli változása esetében és a rendszer állandósult állapotában használható a kapott összerendelés.

A (3.32) összerendelés homogén tér esetében sok esetben megfordítható, hiszen ekkor $\vec{B}(\vec{r})$ mindenhol azonos, így ez gyakran egyetlen értékkel leírható (a mágneses szenzorok általában a tér egyik rendezőjére vagy annak az abszolút értékére érzékenyek). Az általam használt kalibráció definíciója így magában foglalja a gyakorlatban használt kalibráció fogalmát is, igaz ezen általában a (3.32)

megfordítottját (többnyire a szenzor jeléből a mágneses tér meghatározása a cél) értjük. Annak ellenére, hogy a (3.32) összerendelés nem feltétlenül megfordítható inhomogén tér esetében, az igen jól használható kvantitatív ECT alkalmazásokban. A kvantitatív ECT egyik lényege ugyanis az, hogy predikálni lehet számítások felhasználásával azt, hogy az adott anyagvizsgálat során mi a válaszjel. Ez pedig a (3.32) összerendelés ismeretében megtehető, mivel szimulálni tudjuk az anyaghibát tartalmazó munkadarab örvényáramú vizsgálata során létrejövő mágneses teret, és így (3.32) alapján megmondható a válaszjel. Ebből adódóan a mért válaszjel használható kvantitatív ECT céljaira, így pl. annak felhasználásával az anyaghiba paraméterei is meghatározhatók olyan rekonstrukciós eljárásokkal is, amelyek az anyaghiba jelének szimulációjára épülnek.

Lineáris szenzorok kalibrációja

A bemutatandó kalibráció használatakor feltételezzük, hogy a szenzor jelenléte nem módosítja a mérendő teret, valamint azt, hogy a (3.32) összerendelés lineáris. Ezek a feltételezések csak közelítőleg lehetnek igazak és csak a mérendő mágneses terek bizonyos tartományában. Az elmondott feltételezések jelentős megkötések és többnyire teljesülésük nem is vizsgálható egyszerűen. A bemutatásra kerülő kalibrációs eljárás során mód lesz majd annak hozzávetőleges ellenőrzésére, hogy a kalibráció kiindulási feltételei igazak-e. Amennyiben az ellenőrzés során kiderül, hogy a kiindulási feltételek még közelítőleg sem teljesülnek, a kalibráció eredménye nem használható. Ebben az esetben viszont kijelenthető az, hogy a szenzor kvantitatív mérés szempontjából nem tekinthető jó minőségűnek (mivel a jelenléte túlzottan módosítja a mérendő teret vagy túlságosan nem lineáris a kapcsolat a mért tér és a jel között).

Tekintsünk egy ECT vizsgálófejet, amint az pásztázik egy adott munkadarab felett, amelyben ismert geometriájú felületszerű repedés (vagy más megbízható módon modellezhető anyaghiba) található. A célnak jól megfelelnek a gyakorlatban mindennaposan használt ún. kalibrációs minták (ezek általában lemez alakú munkadarabok, amelyekben ismert méretű EDM repedések vannak). Legyen a pásztázás során felvett k -adik mérési pontban ($k = 1, 2, \dots, K$) a szenzor által mért jel értéke v_k . Jelöljük ki a szenzornak L darab karakterisztikus pontját. Az L általában egy aránylag kis egész szám, ennek értéke és a pontok helye a szenzor méretétől, működésének fizikai elvétől és a mérendő tértől függ. Az eddigi tapasztalatok szerint Fluxset szenzoroknál $3 < L < 15$ választása a célravezető. A kijelölt karakterisztikus pontok helyét a vizsgálófej k -adik mérési pontjában jelölje \vec{r}_{kl} ($k = 1, 2, \dots, K$; $l = 1, 2, \dots, L$). Induljunk ki abból, hogy a feltételeknek megfelelő szenzor által mért v_k jelet közelítőleg elő lehet állítani az indukció vektornak a szenzor kijelölt pontjaiban mérhető értékeinek lineáris kombinációjaként:

$$v_k \approx \sum_{\xi=1}^3 \sum_{l=1}^L c_{l\xi} B_{x_\xi}^k(\vec{r}_{kl}), \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad (3.33)$$

ahol x_1, x_2, x_3 a tér három egymásra merőleges koordinátáját jelöli és $B_{x_\xi}^k$ a mágneses indukció vektorának x_ξ irányú rendezőjét leíró fázor, amikor a vizsgálófej a k -adik pozícióban van.

A (3.33) közelítés felírásakor célszerű figyelembe venni a szenzor fizikai működéséből adódó speciális tulajdonságokat. Abban az esetben pl., amikor tudjuk, hogy a szenzor a mágneses térnek csak valamely rendezőjére érzékeny (pl. a Fluxset szenzor csak a tengelyével párhuzamos rendező nagyságát méri), akkor csak a mágneses tér adott rendezőjére írjuk fel a (3.33) összefüggést, így a $c_{l\xi}$ együtthatók száma harmadára csökken. Hasonlóan, ha a szenzor a mágneses tér abszolút értékére, csúcsértékére, valamely átlagára, stb. érzékeny, akkor $B_{x_\xi}^k(\vec{r}_{kl})$ nem a mágneses indukció rendezőjének komplex csúcsértékét, hanem a mért mennyiségtől függően annak megfelelő származtatott értékét fogja jelölni. A (3.33) összefüggés esetleges egyszerűsítése, illetve megváltoztatása kihatással van a későbbiekben található képletekre is. A szükséges változtatások azonban értelemszerűen megtehetőek, így a továbbiakban csak azzal az esettel foglalkozom, amikor a (3.33) összefüggés szerinti a kapcsolat a mágneses tér és a szenzor által mért jel között.

A szenzor akkor használható jól inhomogén tér mérésére, ha a (3.33) kifejezésben a $c_{l\xi}$ ún. *kalibrációs együtthatók* – mint ahogyan azt a jelölés is mutatja – függetlenek a mérési ponttól (független

k -tól). Ennél is erősebben megfogalmazva, a szenzorra vonatkozó kíváncsalom az, hogy a $c_{l\xi}$ együtthatók függetlenek legyenek a mért mágneses tér nagyságától és térbeli eloszlásától. Ez természetesen szigorúan véve nem elvárható egy valóságos méréstől, hiszen ilyen esetekben számolnunk kell a mérés zajával, a mágneses tér szimulációjának hibájával ($B_{x_\xi}^k(\vec{r}_{kl})$ méréssel nem meghatározható, így ez többnyire csak szimuláció útján kapható meg), illetve a felhasználás szempontjából elegendő csak azt megkövetelni, hogy a feltétel a vizsgálófej tipikus alkalmazási körülményei között teljesüljön. Ebből adódóan esetünkben azt várjuk el, hogy az együtthatók az ECT vizsgálófej kalibrálásához gyártott mintákon való pásztázás során teljesítse azt a feltételt, hogy a $c_{l\xi}$ együtthatók közelítőleg függetlenek legyenek a mérési pont helyzetétől. Amennyiben sikerül ilyen együtthatókat találni, akkor ezek ismeretében a (3.33) képlet segítségével adjuk meg a kalibrációt kifejező (3.32) összerendelést.

A kalibrációs együtthatók meghatározása

A $c_{l\xi}$ kalibrációs együtthatók meghatározásához írjuk fel azt a lineáris egyenletrendszert, amely minden mérési pontban megadja a válaszijelnek a (3.33) egyenlet szerinti kifejezését:

$$\underline{\underline{B}} \underline{c} = \underline{v}, \quad (3.34)$$

ahol

$$(\underline{\underline{B}})_{k,3(l-1)+\xi} = B_{x_\xi}^k(\vec{r}_{kl}), \quad (\underline{c})_{3(l-1)+\xi} = c_{l\xi}, \quad (\underline{v})_k = v_k. \quad (3.35)$$

Mivel a mérési pontok száma sokkal nagyobb, mint a $c_{l\xi}$ együtthatók száma, a (3.34) egyenletrendszer erősen túlhatározott.

A (3.34) soraiból kiválogatva felírunk N számú ($N = 3 \sim 10$ választása általában a célravezető)

$$\underline{\underline{B}}_n \underline{c}_n = \underline{v}_n, \quad (n = 1, 2, \dots, N) \quad (3.36)$$

alakú, *kiválasztott mérési pontokra vonatkozó* egyenletrendszert. Ezt úgy tesszük, hogy kiválasztjuk a $k = 1, 2, \dots, K$ mérési pontoknak N db. részhalmazát (egy mérési pont szerepelhet több részhalmazban is) és az n -edik részhalmaz elemeinek megfelelő mérési pontok fogják meghatározni azt, hogy $\underline{\underline{B}}_n$ és \underline{v}_n a (3.34) egyenletrendszer mely soraiból állnak. Érdemes a kiválasztott mérési pontokra vonatkozó egyenletrendszert úgy megválasztani, hogy annak sorainak száma kb. $5 \sim 10$ -szerese legyen a $c_{l\xi}$ együtthatók számának. Ez nem szigorú szabály, a fontos csak az, hogy az egyenletrendszer túlhatározott maradjon. A mérési pontok egyes részhalmazainak megválasztására vonatkozóan sok megkötés nincs, az adott mérés jellegétől függ az, hogy érdemes-e ezt valamilyen stratégia alapján kiválasztani (pl. a pásztázott terület egyes részterületeire eső mérési pontokat választjuk egy részhalmazba, vagy egyáltalában nem választjuk be azon pontokat, amelyekben a válaszijel kisebb egy adott korlátnál, stb.) vagy egyszerűen a halmazokat véletlenszerűen alakítjuk ki. Az azért többnyire kíváncsal, hogy azok az anyaghibához közel eső pontok, amelyekben a válaszijel nagy, szerepeljenek a kiválasztott halmazokban.

A (3.36) túlhatározott egyenletrendszereknek a négyzetes normában optimális megoldásaként megkaphatjuk a \underline{c}_n együtthatókat. \underline{c}_n lehet egy optimalizációs feladat megoldása, de egyszerűen meghatározható úgy is, hogy megkeressük azon egyértelműen megoldható egyenletrendszer megoldását, amelyet a (3.36) egyenletből kapunk úgy, hogy azt balról beszorozzuk a $\underline{\underline{B}}_n$ konjugált transzponáltjával.

A kapott \underline{c}_n vektorok ismeretében a (3.34) alapján megkapjuk a mérési pontokban a válaszijel becsült értékét. Jelölje $\tilde{v}^n = \underline{\underline{B}}_n \underline{c}_n$ a \underline{c}_n együtthatók segítségével kapott válaszijel becslést. A \underline{c}_n ($n = 1, 2, \dots, N$) együtthatók közül kiválasztjuk azon $n = n_0$ indexhez tartozó együttható vektort, amely esetében a \tilde{v}^{n_0} eltérése a négyzetes normában a legkisebb a mért \underline{v} válaszijel értékektől. Ezen \underline{c}_{n_0} vektor elemei lesznek a kalibráció során keresett $c_{l\xi}$ kalibrációs együtthatók (3.33). Mielőtt azonban ezt az eredményt elfogadjuk, ellenőriznünk kell azt, hogy ezen együtthatók valóban megfelelnek-e a megfogalmazott kiindulási feltételeknek.

Első lépésben azt kell ellenőrizni, hogy a \tilde{v}^{n_0} valóban közelíti-e az elvárt pontossággal a mért válaszijeleket. Ha ezek eltérése a várt mérési pontatlanságnál sokkal nagyobb, a kalibráció nem tekinthető sikeresnek, mivel nem sikerült olyan együtthatókat találni, amelyekkel megfelelően közelíteni

lehetne a mért válaszjelet. Második lépésben azt kell megnézni, hogy a többi \underline{c}_n ($n \neq n_0$) együttható segítségével kapott \tilde{v}^n predikciók hibája mennyiben tér el a talált legjobb \tilde{v}^{n_0} predikció hibájától. Amennyiben valamelyik predikció hibája számottevően eltér a többiétől, akkor ismét nem tekinthető a kalibráció sikeresnek, mivel a kapott \underline{c}_ξ együtthatók nem függetlenek a mérési pontok helyétől, azaz a mért mágneses tértől. Nehéz általánosan elfogadható szabályt megfogalmazni annak eldöntésére, hogy milyen toleranciával kell az említett feltételeket teljesíteni. A kalibráció eredményének helyességét a gyakorlatban a szenzor működésének fizikai alapjainak, a mérés körülményeinek, illetve a mérési eredmények felhasználási céljainak az ismeretében lehet csak eldönteni.

Abban az esetben, amikor arra az eredményre jutunk, hogy a kapott együtthatók nem használhatók kalibrációs célokra a szenzorban kijelölt L db. karakterisztikus pont számának és helyének megváltoztatásával, még megkísérelhetjük a leírt kalibrációs procedúra újbóli véghezvitelével a megfelelő együtthatók meghatározását. Ez a próbálkozás gyakran sikerrel járhat, mivel a szenzor karakterisztikus pontjait nehéz előzetesen megválasztani. A kalibrációt először aránylag kis L megválasztásával érdemes elkezdni és a karakterisztikus pontok számát csak akkor kell növelni, ha a kalibráció a kis L esetében nem sikeres. Nagy számú karakterisztikus pont esetében nem szabad elvárni, hogy a (3.36) megoldásaiként különböző n esetében kapott \underline{c}_n együtthatók megegyezzenek egymással, mivel ebben az esetben az egymáshoz közeli mérési pontokban lévő mágneses tér értékek egymással korreláltak, így a (3.33) összefüggésben egészen különböző szorzótényezők is elő tudják állítani ugyanazon válaszjelet. Ez az oka annak, hogy a fentebb leírt ellenőrzéskor nem a \underline{c}_n együtthatók hasonlóságát követeljük meg különböző n esetében, hanem az együtthatók felhasználásával kapott \tilde{v}^n válaszjel hasonlóságát vizsgáljuk.

A leírt kalibrációs eljárás tehát egy próbálkozáson alapuló eljárás, amely bizonyos pontokon a konkrét mérésre vonatkozó specifikus, előre nem definiálható elemeket (pl. szenzor karakterisztikus pontjainak kijelölése, a mérési pontatlanság előzetes megbecslése, stb.) is tartalmaz. Az eljárás eredménye azonban a felhasználás szempontjából megnyugtató módon ellenőrizhető, így azon ECT problémákhoz közeli feladatok megoldásakor jól alkalmazható a kalibráció, amelyekre vonatkozó mérési eredményeket használtunk a kalibrációs együtthatók meghatározásához. Ezek alapján sikerült egy, a gyakorlat számára elfogadható megoldását adni a vázolt – elméletben nagyon összetett – kalibrációs probléma megoldására.

Kézenfekvő lenne a kalibrációs probléma megoldásaként egyszerűen a (3.34) túlhatározott egyenlet megoldását tekinteni. A (3.34) egyenletnek azonban a leírt eljárás szerinti szétbontása két előnnyel jár. Az egyik az, hogy – mivel általában a mérési pontok száma akár nagyságrendekkel is nagyobb lehet a karakterisztikus pontok számánál – nagyon nehéz numerikusan stabilis megoldást adni a (3.34) egyenletnek. Ezzel szemben a (3.36) egyenletek már nem annyira túlhatározottak, így azok megoldása sem okoz különösebb numerikus nehézséget. A másik előny az, hogy a több egyenlet által adott \underline{c}_n együtthatók alapján végzett becslések összehasonlításával vizsgálhatjuk azt, hogy a kalibráció alapjául szolgáló feltételezések (a szenzor lineáris és jelenléte nem torzítja a teret) igaznak tekinthetők-e. Abban a speciálisnak tekinthető esetben, amikor a mérési pontok száma nem nagy és a kalibráció alapját jelentő feltételezések igazságáról meg lehet más úton győződni a (3.34) megoldásával egyszerűen megkaphatjuk a \underline{c} együtthatókat, ilyenkor nincs szükség az egyenlet több egyenletté való szétbontására.

A bemutatott eljárás alapján elvégeztem egy Fluxset típusú ECT vizsgálófej kalibrációját. A szükséges mérési eredményeket Gasparics Antaltól, az MTA-MFA munkatársától kaptam. A mérőfej kalibrációjának eredményét a [118, 120] publikációkban közzétettük, ezen eredmények felidézésétől az értekezésben hely hiányában eltekintek.

A bemutatott kalibráció kidolgozásakor a mágneses tér inhomogenitása által okozott nehézségek megfogalmazása és ezek kezelésére használható megoldási javaslat megadása volt a célom. Egy szenzor kalibrációjának problematikája azonban a leírtnál sokkal bonyolultabb is lehet. A bonyodalmak egyik forrása pl. a rendszer azon elemei, amelyek a válaszjel kialakítását végzik (elektronika, jelfeldolgozás, stb.), ezek kezeléséről itt nem szóltam, mivel ezek tárgyalása a méréstechnika témakörébe esik. Ezek tárgyalása a jelen értekezés témakörén és keretein is kívül esnének. A bemutatott kalibrációs eljárás konkrét esetekben tehát – az adott alkalmazás jellemzőit figyelembe vevő – fi-

nomításra szorulhat. A tárgyalt eljárás elméleti jelentősége abban áll, hogy felvettem a mérendő tér inhomogenitásából adódó, a kvantitatív ECT alkalmazhatóságához megoldandó problémát és ez a probléma megoldására egy általánosnak tekinthető keretet és megoldási javaslatot mutattam be. Ismereteim szerint a problémakör ilyen általános leírásával és kalibrációs eljárásra vonatkozó javaslattal a kvantitatív ECT témakörében előttem senki nem foglalkozott.

3.5. Összegzés

A fejezetben leírt eredményeket az értekezés első tézisében fogalmaztam meg. A téziseket és azok rövid magyarázatát lásd a 6. fejezetben.

A fejezetben összefoglalt eredményeket megjelentető legjelentősebb publikációk a következők: [105, 106, 107, 108, 109, 118, 119, 120, 121, 122, 124]. Ezen felül a fejezetben bemutatott számítási módszerek segítségével részt vettem a Fluxset típusú vizsgálófej kifejlesztésében, az ezen tevékenységet tükröző publikációk a következők: [115, 116, 138, 139, 140, 142, 143, 144, 145]. A felsorolt publikációkra kapott ismert független hivatkozások száma: 81 (ezek közül SCI-ben jegyzett: 34).

A tudományos publikációkon túl a legjelentősebb, gyakorlati felhasználása a kidolgozott módszernek az, hogy a 3.1. pontban leírt elméleten alapuló szimulációs eljárás beépítésre került a CEA 1.3.5. pontban említett CIVA programcsomagjába, ennek következtében ez a szakma lehető legszélesebb felhasználói köréhez el fog jutni. A CEA terveiben eredetileg csak – annak általános volta miatt – a térfogati anyaghiba szimulációjára alkalmas program fejlesztése szerepelt. Később az általam közölt eredmények meggyőzték őket arról, hogy egy felületszerű repedés szimulációjára alkalmas modult is be kell építeni a CIVA programba. Felkérésükre, ezen modul számításokat végző magját elkészítettem.

A másik jelentős gyakorlatai eredménye a fejezetben tárgyalt elméletnek a moduláris számítási környezet alapján, az LGEP kutatóival együttműködve megvalósított szoftver. Ezt az LGEP döntően a SNECMA által javasolt kutatási problémák megoldására használta sikerrel az eddigiekben. A moduláris számítási környezetben írt alkalmazások kidolgozásával célunk annak bizonyítása, hogy az ECT mérések szimulációjával kapcsolatos kutatások eredményei immáron megérettnek arra, hogy azokat alkalmazni lehessen valós ipari felhasználásokban. E célból a továbbiakban is tervezzük új alkalmazásoknak a moduláris környezetben történő megvalósítását.

A leírt elmélet gyakorlati felhasználásai között fontos szerepet foglal el a Fluxset típusú vizsgálófejek fejlesztését támogató szimulációs munka. Az elért eredmények folyamatosan felhasználásra kerülnek a vizsgálófej újabb változatainak kialakításakor. A szenzor kalibrációjával kapcsolatos eredmények pedig ráirányították a figyelmet az inhomogén mágneses tér mérésének problematikájára.

4. fejezet

Felületszerű anyaghiba modellek

Ebben a fejezetben olyan modelleket és szimulációs eljárásokat mutatok be, amelyeket különböző anyaghibák által létrehozott ECT válaszjel számítására dolgoztam ki. A bemutatandó eljárásokban közös, hogy az anyaghibát valamely felületen elhelyezkedő másodlagos forrással modellezem, ebből következően a tárgyalásra kerülő szimulációs eljárásokra jellemző, hogy azok aránylag kis számítási igényűek és így igen hatékonyak. A fejezetben bemutatott eredményeket az értekezés második tézisében (lásd 6. fejezet) fogalmaztam meg.

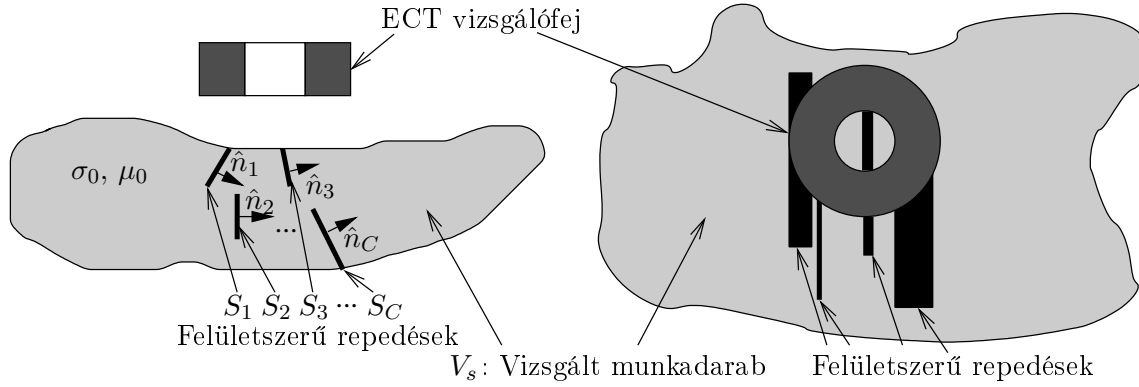
Elsőként a felületszerű repedés válaszjelére a 3. fejezetben ismertetett módszer továbbfejlesztéseként kapott, több repedésből álló anyaghiba analízisére alkalmas modellt mutatom be. E modell alapján megvalósítottam azt a szimulációs eljárást, amellyel lemez alakú munkadarabokban található, a lemez síkjára merőleges, téglalap alakú, egymással párhuzamos repedések ECT válaszjelét lehet kiszámítani. Bemutatom és értékelem az eljárás alkalmazásával kapott numerikus eredményeket is.

Anyaghiba modellt dolgoztam ki a vizsgálandó munkadarab felületén található, mágneses vagy nem mágneses vezető anyagból lévő, vékony lerakódás ECT válaszjelenek számítására is. Az elmélet alapján elkészítettem azt a numerikus megvalósítást, amellyel lemez alakú munkadarabokon lévő vékony lerakódások ECT válaszjelét lehet szimulálni. A szinuszos gerjesztésre kidolgozott számításokat – azok gyorsaságának köszönhetően – ki tudtam terjeszteni a vékony lerakódás impulzusüzemű anyagvizsgálat során mérhető válaszjelenek szimulációjára is. Mivel ez az eredmény szigorúan véve nem része az értekezés téziseinek, ennek leírása az F.2. függelékben található.

A lerakódások válaszjelenek szimulációjára és a felületszerű repedés analízisére alkalmas módszerek összekapcsolásával kidolgoztam egy közelítő eljárást. Ezzel meghatározható az – a gyakorlatban igen fontos, de egyébként csak nagy nehézségek árán analizálható – elrendezés ECT válaszjele, amelynél a munkadarab lerakódással szennyezett oldalából egy repedés indul ki a munkadarab belseje felé. A kidolgozott, közelítő eljárás nagyon gyors és kellő pontossággal megadja a szimulálandó vizsgálójelet.

4.1. Többszörös repedések válaszjelenek számítása

Ebben a pontban bemutatom azt a szimulációs módszert, amelyet egymáshoz közel lévő felületszerű repedésekből álló, anyaghibák ECT válaszjelenek meghatározására dolgoztam ki. A módszer egyik megvalósításaként írt programmal numerikus példákkal demonstrálom a tárgyalt elmélet alapján kapott eredményeket. A program segítségével nem mágneses lemezben lévő, a lemez felületére merőleges, egymással párhuzamos síkokban lévő, téglalap alakú felületszerű repedésekből álló anyaghiba hatására kialakuló válaszjeleket lehet kiszámítani. Végül vázoló az a rekonstrukciós eljárást, amelyet párhuzamos repedésekből álló anyaghibák paramétereinek meghatározására dolgoztam ki. A bemutatásra kerülő eredményeket a [110] irodalomban közöltem.



4.1. ábra. ECT vizsgálófej felületszerű repedéseket tartalmazó munkadarab felett

4.1.1. A megoldandó integrálegyenlet

Tekintsük a 4.1. ábrán látható elrendezést. Itt C számú felületi repedés helyezkedik el egy nem mágneses, elektromosan vezető anyagban amely felett egy ECT vizsgálófej pásztázik. Az ábrán látható, egymáshoz közel lévő felületszerű repedésekből álló elrendezést *többszörös repedésnek* nevezem a továbbiakban. Jelölje rendre S_c és \hat{n}_c ($c = 1, 2, \dots, C$) az c -edik repedés sík felületét és ennek felületi normális egységvektorát (két repedésnek nincs közös pontja és egymással nem feltétlenül párhuzamosak). A 2.2. pontban bemutatott egyedülálló felületszerű repedésre vonatkozó integrálegyenlet levezetésénél tett megfontolásoknak a jelenleg vizsgált elrendezésre való alkalmazásával felírtam a többszörös felületszerű repedések modellezésére alkalmas következő integrálegyenletet (v.ö. az egyedülálló repedésre vonatkozó (2.29) integrálegyenlettel):

$$0 = E_{cn}^i(\vec{r}_c) - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq c}}^C j\omega\mu_0 \iint_{S_i} g_{ic}(\vec{r}_c|\vec{r}') p_i(\vec{r}') d\vec{r}' - j\omega\mu_0 \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_{c\pm}} \iint_{S_c} g_{cc}(\vec{r}|\vec{r}') p_c(\vec{r}') d\vec{r}',$$

$$\vec{r}_c \in S_c, \quad c = 1, 2, \dots, C, \quad (4.1)$$

ahol $g_{ic}(\vec{r}|\vec{r}') = \hat{n}_c \cdot \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \hat{n}_i$ és $\mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}')$ azon Green-diád, amely a munkadarabban lévő gerjesztést transzformálja a munkadarabban kialakuló elektromos térbe (2.11). $\vec{r}_{c\pm}$ az \vec{r} helyvektornak az S_c felület ($c = 1, 2, \dots, C$) adott pontjára a pozitív és negatív normális irányokból való közelítésének a határértékét jelöli. $E_{cn}^i(\vec{r}_c) = \hat{n}_c \cdot \vec{E}^i(\vec{r}_c)$ pedig a gerjesztő tekercs által a munkadarabban indukált elektromos tér normális komponense az S_c felület \vec{r}_c pontjában.

Mivel az S_i felületen elhelyezkedő $\vec{p} = p_i \hat{n}_i$ felületi áramdipólus-sűrűség által keltett elektromos tér folytonos az S_c ($i \neq c$) felületen, így a (2.29) egyenletben szereplő határátmenet elhagyható, ha $i \neq c$, míg $i = c$ esetben a határátmenet a 2.3.4. pontban a felületi áramdipólus-sűrűség terének számításakor leírt (2.98) képlet értelemszerű alkalmazásával számítható.

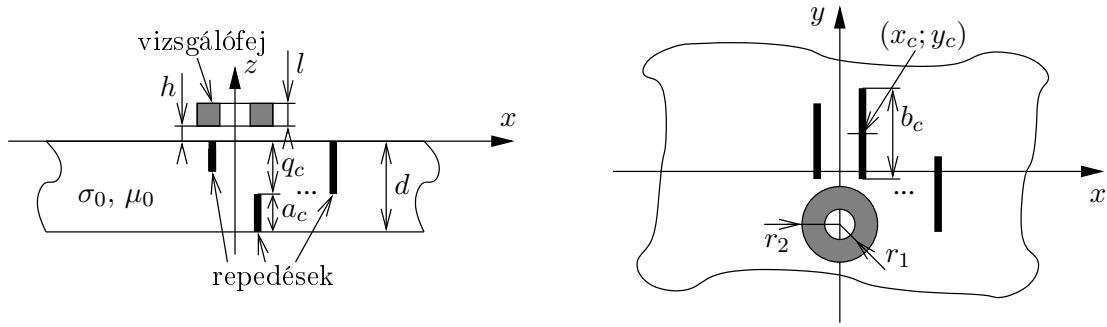
A többszörös repedés matematikai modellje (4.1) tehát egy C számú egyenletből álló integrálegyenlet, amely az $S_1 \cup S_2 \cup \dots \cup S_C$ felületen értelmezett és ismeretlenjei a $p_c(\vec{r})$, $\vec{r} \in S_c$ ($c = 1, 2, \dots, C$) függvények. Az integrálegyenletek c -edik egyenlete felírható a következő alakban:

$$0 = \tilde{E}_{cn}^i(\vec{r}_c) - j\omega\mu_0 \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_{c\pm}} \iint_{S_c} g_{cc}(\vec{r}|\vec{r}') p_c(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (4.2)$$

ahol

$$\tilde{E}_{cn}^i(\vec{r}_c) = E_{cn}^i(\vec{r}_c) - \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq c}}^C j\omega\mu_0 \iint_{S_i} g_{ic}(\vec{r}_c|\vec{r}') p_i(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (4.3)$$

Ez alapján a c -edik egyenletet úgy értelmezhetjük, hogy az egy egyedülálló felületszerű repedésre vonatkozó integrálegyenlet (2.29), azzal az általánosítással, hogy a beiktatott tér (a gerjesztés: \tilde{E}_{cn}^i)



4.2. ábra. ECT vizsgálófej párhuzamos felületszerű repedések tartalmazó lemez felett

nem csak a vizsgálófej által a hibamentes munkadarabba indukált tér (E_{cn}^i), hanem ezt még ki kell egészíteni a többi repedés – mint másodlagos forrás – által keltett elektromos térrel is (4.3).

4.1.2. A numerikus megvalósítás

A többszörös repedések modellezésére felírt integrálegyenlet megoldására elkészítettem egy számítógépes programot, amely lemez alakú, nem mágneses munkadarabokban található, a lemez síkjára merőleges síkokban lévő, téglalap alakú, párhuzamos felületszerű repedések válaszjelének számítására használható. A vizsgált geometria a 4.2. ábrán látható. A c -edik repedés ($c = 1, 2, \dots, C$) annak középpontjának koordinátaival $(x_c; y_c)$, hosszával (b_c) , mélységével (a_c) és felső szélének a lemez felső síkjától mért távolságával (q_c) jellemezhető (a jelöléseket lásd a 4.2. ábrán).

Az elkészített program által figyelembe vett elrendezés numerikus szempontból jelentős egyszerűsítés a 4.1. ábrán látható általános elrendezéshez képest, mivel ebben az esetben csak az x -irányú áramdipólus-sűrűség által gerjesztett x -irányú elektromos tér meghatározása szükséges (másként megfogalmazva: csak egy skalár függvényre van szükség a Green-diádból). A vizsgált elrendezés gyakorlati jelentősége viszont számottevőnek mondható, mivel – anyagszerkezeti okokra visszavezethetően – a repedések orientációja általában azonos, így a gyakorlatban várható repedések sokaságából kialakuló anyaghiba legtöbbször modellezhető a 4.2. ábrán látható elrendezéssel.

Az integrálegyenlet diszkretizációja

A 4.2. ábrán látható elrendezésre vonatkozó integrálegyenlet megoldását a momentum módszer segítségével keressük. Közelítsük az egyes repedéseket leíró áramdipólus-sűrűség függvények x -irányú rendezőjét a következő alakban:

$$p_c(x = x_c, y, z) = \sum_{m=1}^{M_c} \sum_{n=1}^{N_c} p_{mn}^c f_{y_c}^m(y - y_c) f_{z_c}^n(z), \quad c = 1, 2, \dots, C, \quad (4.4)$$

ahol az $f_{y_c}^m(y)$ és $f_{z_c}^n(z)$ sorfejtő függvényeknek a (3.9)-(3.13) globális közelítő függvények c -edik repedésre vonatkoztatott ($a = a_c, b = b_c, q = q_c$) alakja. Tesztelő függvényekként pedig használjuk a

$$t_c^{kl}(x = x_c, y, z) = t_{y_c}^k(y - y_c) t_{z_c}^l(z), \quad \begin{matrix} k = 1, 2, \dots, K_c; \\ l = 1, 2, \dots, L_c; \end{matrix} \quad c = 1, 2, \dots, C \quad (4.5)$$

intervallumonként állandó függvényeket, ahol $t_{y_c}^k(y)$ és $t_{z_c}^l(z)$ a (3.15) és (3.16) c -edik repedésnek megfelelő kifejezése ($a = a_c, b = b_c, q = q_c$). A megvalósításban $M_c = K_c$ és $N_c = L_c$ választásával kvadratikus együtthatómátrixot kapunk.

A diszkretizáció során kapott lineáris egyenletrendszerben $\sum_{c=1}^C M_c \cdot N_c$ számú ismeretlen lesz. Az együtthatómátrix elemeit a 3.1.4. pontban bemutatotthoz hasonlóan számíthatjuk ki. A z és

z' változók szerinti integrálok a többszörös repedések esetében is kiértékelhetők analitikusan, valamint az előforduló szinguláris integrálok hasonló módon kezelhetők ebben az esetben is mint ahogyan az a (3.20) egyenletben látható. A kapott lineáris egyenlet-rendszer megoldásaként előálló p_{mn}^c ($m = 1, 2, \dots, M_c$, $n = 1, 2, \dots, N_c$, $c = 1, 2, \dots, C$) együtthatók segítségével felírható az egyes repedéseket helyettesítő $p_c(x = x_c, y, z)$ ($y, z \in S_c$, $c = 1, 2, \dots, C$) felületi áramdipólus-sűrűség függvények x -irányú rendezőinek közelítése (4.4).

Az ECT válaszjel kiszámítása

A 2.1.2. és a 2.2.2. pontokban leírtak alapján a többszörös repedések ECT válaszjele egy adó- és vevő tekercset tartalmazó elrendezésben a következő módon számítható:

$$\Delta U_v = -\frac{1}{I_v} \sum_{c=1}^C \iint_{S_c} E_{cn}^{vi}(\vec{r}) p_c(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (4.6)$$

ahol ΔU_v a vevő tekercsbe indukált azon feszültségváltozás, amely a repedések jelenlétéből adódik. $E_{cn}^{vi}(\vec{r})$ a vevő tekercs fiktív I_v árama által a hibamentes munkadarabba indukált elektromos térnek az S_c felület normális irányú rendezője. Abban az esetben, amikor ugyanazon tekercs szolgál az örvényáramú tér keltésére és ennek perturbációjának a mérésére, a tekercs impedanciájának a repedések jelenléte miatt történő megváltozása (ΔZ) a következő képlettel számítható:

$$\Delta Z = -\frac{1}{I^2} \sum_{c=1}^C \iint_{S_c} E_{cn}^i(\vec{r}) p_c(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (4.7)$$

ahol I a tekercs áramát jelöli.

Az egyszeres repedések esetében leírtakhoz hasonlóan többszörös repedések esetében is számítható a mágneses tér anyaghiba jelenlétének hatására kialakuló perturbációja (lásd: a 2.1.2. és 2.2.2. pontokat).

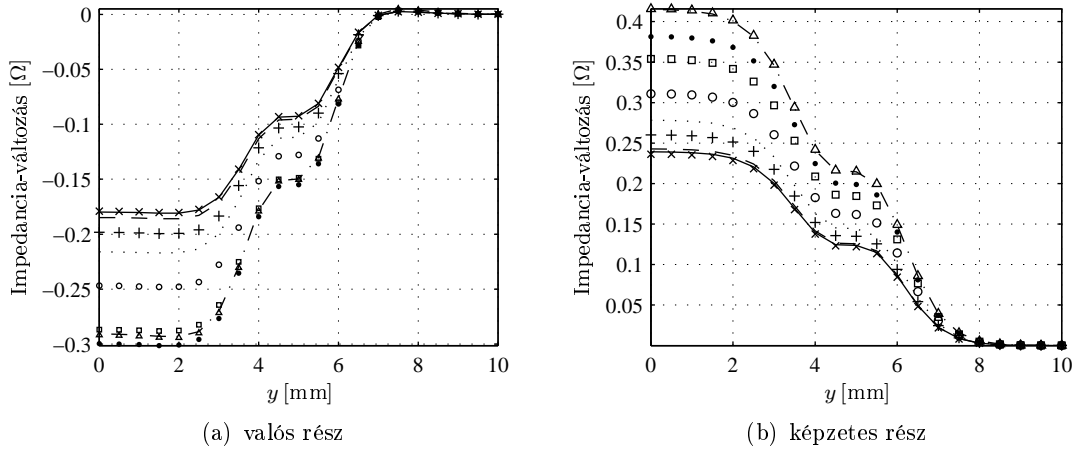
4.1.3. Numerikus példák és az eredmények értékelése

Az első és második mintapéldában azonos nagyságú, egymással párhuzamos, két repedés ECT jelét számítottam ki. A két mintapéldában a különbség abban áll, hogy az egyik esetben OD, a másikban ID repedéseket vizsgálunk, továbbá abban, hogy különböző a gerjesztő tér frekvenciája (150 kHz és 300 kHz).

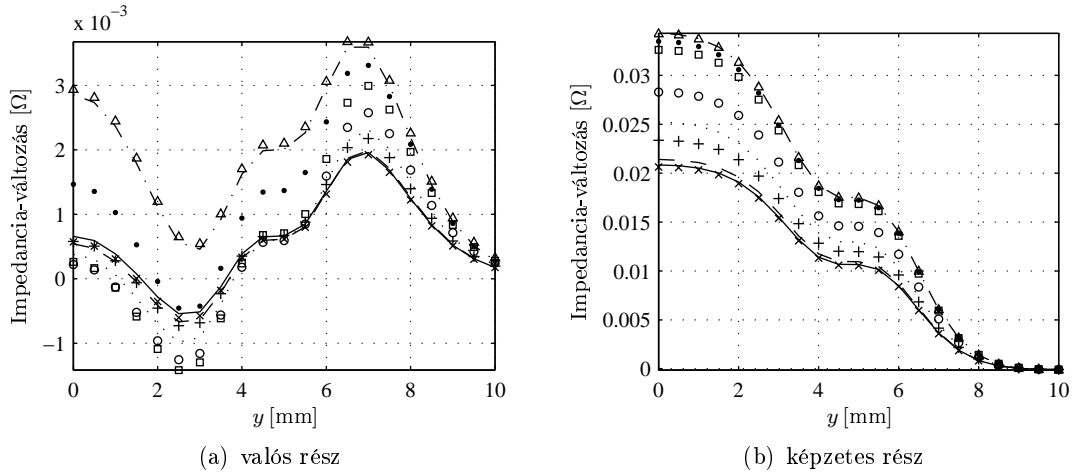
A mintapéldában azt vizsgáljuk, hogy a repedések közötti Δx távolság függvényében hogyan változik a válaszjel. Egyszerű fizikai kép alapján azt várjuk, hogy ha a repedések nagyon közel vannak egymáshoz, akkor úgy viselkednek, mintha egyetlen repedés lenne csak az munkadarabban. Ha a repedések viszont már eléggé távol vannak egymástól, akkor viszont azt várjuk, hogy az ECT válaszjel megegyezik azzal a jellel, amelyet úgy kapunk, hogy az egyes egyedülálló repedések válaszjeleit szuperponáljuk. Másként megfogalmazva, az egymástól távol lévő repedések jelének számításakor a (4.1) integrálegyenletekben a jobb oldalon a második tagokat elhanyagoljuk, így az integrálegyenletek független egyenletekké esnek szét. A dekomponált integrálegyenletek az egyes különálló repedésekre vonatkozó (2.29) integrálegyenletek lesznek. Azt az esetet, amikor nem vesszük figyelembe az egyes repedések közötti kölcsönhatást független repedések jelének szuperpozíciójának nevezzük.

Többszörös repedések ECT válaszjelét megadó mérési eredmények nem állnak rendelkezésünkre, így a bemutatandó mintapéldák helyességét azzal tudom alátámasztani, hogy a szimulált válaszjelek megfelelnek a fizikai szemlélet alapján elvártaknak. Az ellenőrzésre használt egyszeres repedésre kapott jelek helyességét pedig mérési eredményekkel a 3.2.2. pontban bemutatottak alapján már alátámasztottam.

Az első mintapélda paraméterei megegyeznek a 3. tesztfeladat elrendezésének adataival (45. oldal, 3.1. táblázat) azzal a különbséggel, hogy két ID repedés található a munkadarabban, amelyek



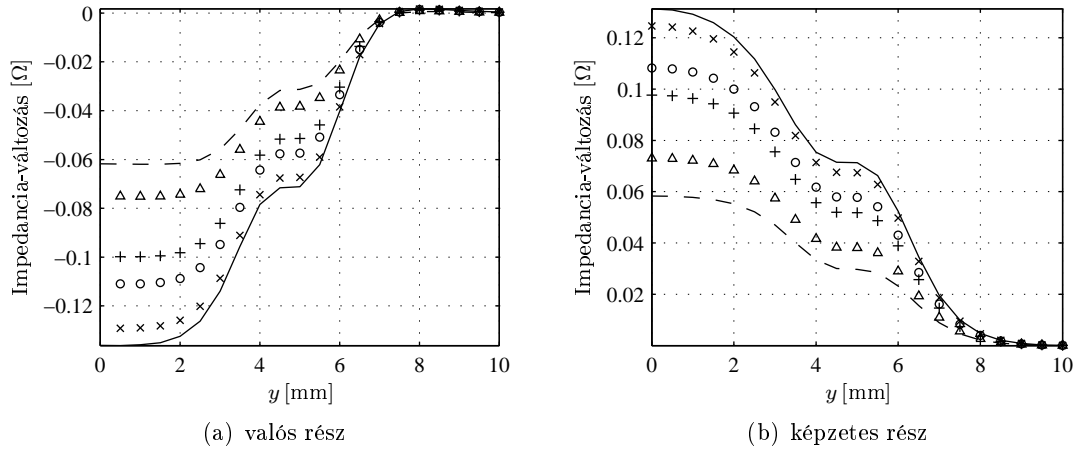
4.3. ábra. 1. mintapélá. Két egymással párhuzamos azonos nagyságú ID repedés ECT válaszele, amikor a vizsgálófeje az y tengely mentén mozog. Egyszeres repedés (—), két repedés, amelyek között a rés (Δx) mérete: 0,005 mm (\times), 0,02 mm (— — —), 0,05 mm (+), 0,1 mm ($\cdot \cdot \cdot$), 0,2 mm (\circ), 0,4 mm (\square), 0,8 mm (\bullet), 1 mm (\triangle) és két egymástól $\Delta x = 1$ mm távolságban lévő független repedés jelének szuperpozíciója ($-\cdot-\cdot-$)



4.4. ábra. 2. mintapélá. Két egymással párhuzamos azonos nagyságú OD repedés ECT válaszele, amikor a vizsgálófeje az y tengely mentén mozog. Egyszeres repedés (—), két repedés, amelyek között a rés (Δx) mérete: 0,005 mm (\times), 0,02 mm (— — —), 0,05 mm (+), 0,1 mm ($\cdot \cdot \cdot$), 0,2 mm (\circ), 0,4 mm (\square), 1 mm (\bullet), 1,4 mm (\triangle) és két egymástól $\Delta x = 1,4$ mm távolságban lévő független repedés jelének szuperpozíciója ($-\cdot-\cdot-$)

paramétereit: $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $b_1 = b_2 = 10$ mm, $q_1 = q_2 = 0$, $x_1 = -\Delta x/2$, $x_2 = \Delta x/2$ és $y_1 = y_2 = 0$, ahol Δx a két repedés x -irányú távolsága. A számítások eredményeként kapott válaszelek a 4.3. ábrán láthatók. Itt a $\Delta x = 0,005; 0,02; 0,05; 0,1; 0,2; 0,4; 0,8$ mm esetében számított válaszeleken kívül megtalálhatók azok a válaszelek is, amelyeket egyetlen repedés ($a_1 = 0,5$ mm, $b_1 = 10$ mm, $q_1 = 0$, $x_1 = 0$, $y_1 = 0$) analíziseként, illetve két egymástól $\Delta x = 1$ mm távolságban lévő független repedés jelének szuperpozíciójaként kaptam. Látható, hogy a kapott görbék igazolják a fizikai szemlélet alapján elvárt eredményeket.

A második mintapélá paramétereit megegyeznek a 2. tesztfeladat elrendezésének adataival (lásd a 3.1. táblázatot) azzal a különbséggel, hogy most két OD repedés található a munkadarabban, amelyek paramétereit (lásd a 4.2. ábrát): $a_1 = a_2 = 0,5$ mm, $b_1 = b_2 = 10$ mm, $q_1 = q_2 = 0,75$ mm,

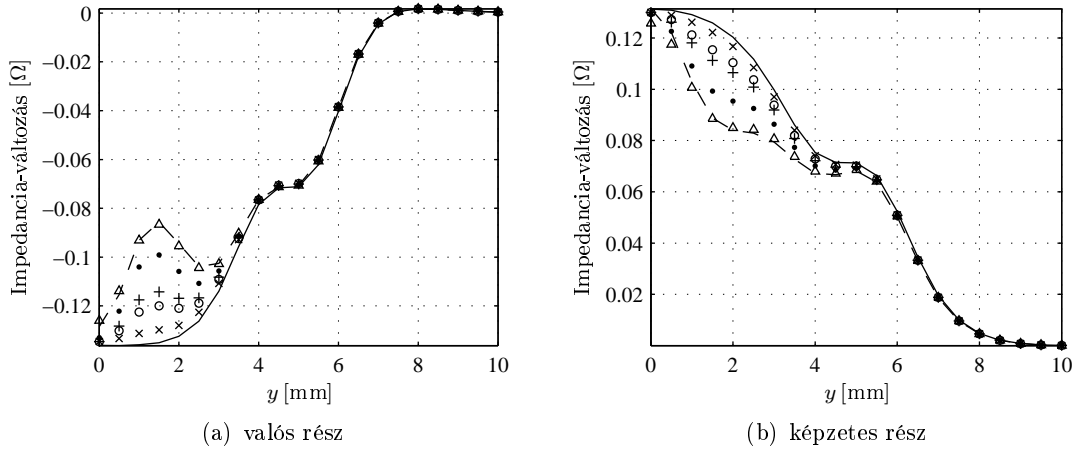


4.5. ábra. 3. mintapélda. Két egymás alatt lévő repedés ECT válaszjele, amikor a vizsgálófej az y tengely mentén mozog. Egyszeres repedés (—), két repedés, amelyek között a rés (Δz) mérete: 0,001 mm (\times), 0,005 mm (\circ), 0,01 mm ($+$), 0,4 mm (Δ) és két egymás alatt $\Delta z = 0,4$ mm távolságban lévő független repedés szuperpozíciója (- -)

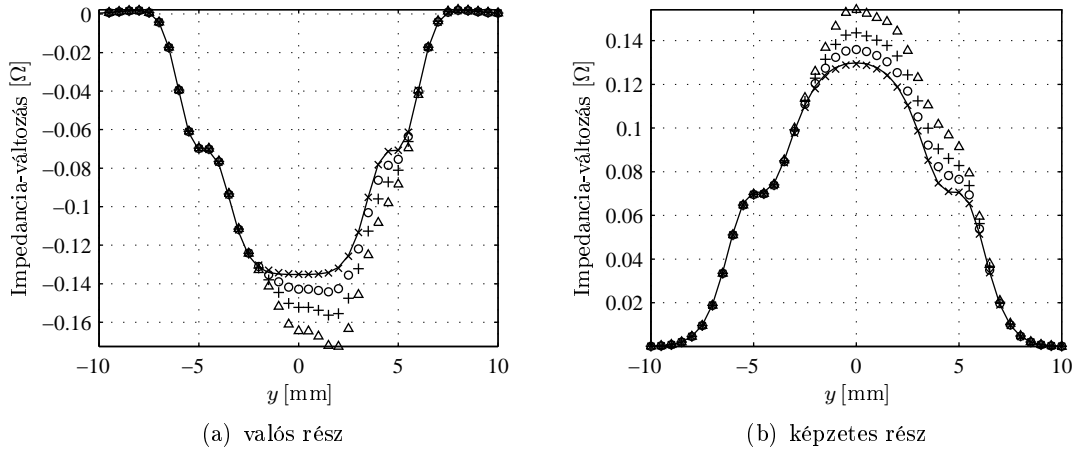
$x_1 = -\Delta x/2$, $x_2 = \Delta x/2$ és $y_1 = y_2 = 0$. A számítások eredményeként kapott válaszjelek a 4.4. ábrán láthatók. Itt a $\Delta x = 0,005$; 0,02; 0,05; 0,1; 0,2; 0,4; 1; 1,4 mm esetében számított válaszjeleken kívül megtalálhatók azok a válaszjelek is, amelyeket egyetlen repedés ($a_1 = 0,5$ mm, $b_1 = 10$ mm, $q_1 = 0,75$ mm, $x_1 = 0$, $y_1 = 0$) analíziseként, illetve két egymástól $\Delta x = 1,4$ mm távolságban lévő független repedés jelének szuperpozíciójaként kaptam. Látható, hogy a számított válaszjelek ebben az esetben is igazolják a fizikai szemlélet alapján elvárt viselkedést. A 4.4(a). ábra görbéi közötti látszólagosan jelentősnek tűnő eltérések oka az, hogy ebben a mintapéldában az impedancia-változás valós része egy nagyságrenddel kisebb a képzetes résznél. Az egyes vizsgált konfigurációk jelei közötti eltérés, valamint a numerikus hiba is a valós és képzetes részben közel azonos nagyságrendbe esik, ezért szórnak jobban a valós részt ábrázoló görbék a grafikonon. Amennyiben egy koordináta rendszerben ábrázolnánk a valós és képzetes részeket, az említett jelenség nem is lenne látható, mivel a valós részek görbéi szorosan a nulla tengely köré csoportosulnának (lásd a 3.5(b). ábrát, ott az egyszeres repedés jele az említett módon van ábrázolva).

A harmadik mintapéldában a 4. tesztfeladat (3.1. táblázat) elrendezéséből indultam ki. A különbség abban áll, hogy a 4. tesztfeladatban látható repedést két egymás felett lévő repedésre osztottam úgy, hogy a két repedés közötti Δz távolság $\Delta z = 0,001$; 0,005; 0,01; 0,4 mm értékeket vegyen fel. A repedések adatai tehát: $a_1 = a_2 = 0,375$ mm – $\Delta z/2$, $b_1 = b_2 = 10$ mm, $q_1 = 0$, $q_2 = 0,375$ mm + $\Delta z/2$, $x_1 = x_2 = 0$, $y_1 = y_2 = 0$. A 4.5. ábrán a megadott elrendezésen kívül látható a megfelelő egyszeres repedés ($a_1 = 0,75$ mm, $b_1 = 10$ mm, $q_1 = 0$, $x_1 = 0$, $y_1 = 0$) válaszjele, továbbá a $\Delta z = 0,4$ mm esetében kapott konfiguráció független repedések jelének szuperpozíciójaként kapott eredmény is. Látható, hogy Δz változásával a fizikai képnek megfelelő módon alakul a többszörös repedések analízisekor kapott válaszjel.

A negyedik mintapéldában is a 4. tesztfeladat (3.1. táblázat) elrendezéséből indultam ki. A különbség abban áll, hogy a 4. tesztfeladatban látható repedést két y -irányban egymás követő repedésre osztottam úgy, hogy a két repedés közötti Δy távolság $\Delta y = 0,001$; 0,005; 0,01; 0,4; 0,8 mm értékeket vegyen fel. A repedések adatai tehát: $a_1 = a_2 = 0,75$ mm, $b_1 = b_2 = 5$ mm – $\Delta y/2$, $q_1 = q_2 = 0$, $x_1 = x_2 = 0$, $y_1 = -2,5$ mm – $\Delta y/4$, $y_2 = 2,5$ mm + $\Delta y/4$. A 4.6. ábrán a megadott elrendezésen kívül látható a megfelelő egyszeres repedés ($a_1 = 0,75$ mm, $b_1 = 10$ mm, $q_1 = 0$, $x_1 = 0$, $y_1 = 0$) válaszjele, továbbá a $\Delta y = 0,8$ mm esetében kapott konfiguráció független repedések jelének szuperpozíciójaként kapott eredmény is. A mintapélda a számítási eljárás helyességét támasztja alá azzal, hogy Δy változásával látható módon a fizikai képnek megfelelően alakul a többszörös repedések válaszjelének szimulációjaként kapott eredmény.



4.6. ábra. 4. mintapélda. Két egymás után lévő repedés ECT válaszele, amikor a vizsgálófej az y tengely mentén mozog. Egyszeres repedés (—), két repedés, amelyek között a rés (Δy) mérete: 0,001 mm (\times), 0,005 mm (\circ), 0,01 mm ($+$), 0,4 mm (\bullet), 0,8 mm (\triangle) és két egymás után 0,8 mm távolságban lévő független repedés szuperpozíciója (---)



4.7. ábra. 5. mintapélda. Két egymással párhuzamos különböző méretű repedés ECT válaszele, amikor a vizsgálófej az y tengely mentén mozog. Egyszeres repedés (—), két repedés, amelyek között a rés (Δx) mérete: 0,005 mm (\times), 0,02 mm (\circ), 0,04 mm ($+$) és 0,8 mm (\triangle)

Az ötödik mintapéldában szintén a 4. tesztfeladat (3.1. táblázat) elrendezéséből indultam ki. A különbség abban áll, hogy jelen esetben két különböző méretű és elhelyezkedésű repedés jelét vizsgáltam. A repedések közötti Δx távolságokat változtatva vizsgáltam az adott elrendezés válaszejét. Az első repedés adatai: $a_1 = 0,75$ mm, $b_1 = 10$ mm, $q_1 = 0$, $x_1 = -\Delta x/2$, $y_1 = 0$, a második repedés paraméterei pedig: $a_2 = 0,7$ mm, $b_2 = 4$ mm, $q_2 = 0$, $x_2 = \Delta x/2$, $y_2 = 2$ mm. A 4.7. ábrán a $\Delta x = 0,005$; 0,02; 0,4; 0,8 mm választásakor kapott válaszeleken kívül látható még a megfelelő egyszeres repedés ($a_1 = 0,75$ mm, $b_1 = 10$ mm, $q_1 = 0$, $x_1 = 0$, $y_1 = 0$) válaszele is. A kapott eredmények ebben az esetben is igazolják a fizikai kép alapján elvárt viselkedést, hiszen nagyon kicsi Δx esetében a többszörös repedés válaszele megegyezik az egyszeres repedésével. Növekvő Δx mellett pedig nő a válaszele nagysága és a jel y szerint aszimmetrikussá válik abból adódóan, hogy az $x_2 = 0$, $y_2 = 2$ mm középpontú repedés jelenléte egyre fontosabb a válaszele kialakításában. (A 4.3.-4.6. ábrákon csak a $0 < y < 10$ mm intervallumon van ábrázolva a válaszele, mivel azoknál a mintapéldáknál az elrendezés – és így a válaszele is – szimmetrikus az $y = 0$ pontra.)

Annak ellenére, hogy nem áll rendelkezésre mérési eredmény, a bemutatott mintapéldák hihetővé teszik a kidolgozott szimulációs eljárás helyességét. Az mintapéldák egyes elrendezéseinek analíziséhez szükséges számítási idő általában 1 és 5 perc között volt (ezt a CPU időt egy átlagos, 1,86 GHz órajel frekvenciájú Intel Centrino processzort tartalmazó, IBM PC kompatibilis hordozható személyi számítógép használatakor mértem). A feladat komplexitásához mérten ez a számítási igény igen kicsinek mondható, így állítható, hogy egy nagyon gyors és alacsony számítási igényű módszert sikerült kidolgozni.

Az eredmények alapján azt is megállapíthatjuk, hogy egymás közelében lévő repedések közötti interakció a repedések távolságának növekedésével nagyon gyorsan csökken és aránylag kis távolságok esetében is már elhanyagolható. Két repedés esetében az első és második repedés közötti kölcsönhatás jellemezhető pl. azzal a viszonzyszámmal, amely a vizsgálófej által keltett beiktatott tér és a másik repedést jellemző áramdipólus-sűrűség által keltett tér repedésre vett integráljának hányadosaként kapható meg. Pontosabban, az 1-es repedés hatását a 2-es repedésre a (4.1) alapján a következő viszonzyszámmal jellemezhetjük:

$$\lambda_{12} = \frac{\iint_{S_2} \left[-j\omega\mu_0 \iint_{S_1} g_{12}(\vec{r}|\vec{r}') p_1(\vec{r}') d\vec{r}' \right] d\vec{r}}{\iint_{S_2} E_{2n}^i(\vec{r}) d\vec{r}}. \quad (4.8)$$

A numerikus példák alapján azt látjuk, hogy egymástól a behatolási mélységnél (a behatolási mélység az 1., 3., 4. és 5. mintapéldáknál: 1,3 mm, a 2. mintapéldánál: 0,92 mm) távolabb lévő repedések esetében a repedések közötti kölcsönhatás elhanyagolható a gerjesztéssel (E_{2n}^i) való kölcsönhatáshoz képest. Ez abban mutatkozik meg, hogy ilyen távolságokban lévő többszörös repedések jele már szinte tökéletesen előállítható az egyes repedések jelének szuperpozíciójaként. Megállapíthatjuk továbbá azt is, hogy a független repedések szuperpozíciójaként kapott válaszjel már egészen elfogadható közelítést adja az egymástól fél behatolási mélység távolságra lévő, többszörös repedések jelének. E megállapítások természetesen igen hozzávetőlegesek, hiszen a közelítés pontossága nagyban függ a repedések geometriájától is (valójában a repedések közötti távolság definíciója sem egyszerű az 1. és 2. mintapélda geometriájánál bonyolultabb esetekben), így a megállapítások csak arra használhatók, hogy érzékelni lehessen a repedések közötti kölcsönhatás nagyságát a repedések közötti távolság függvényében.

Az egyes anyaghibák közötti kölcsönhatás vizsgálatával kapcsolatos eredményeket a [110] cikkben közöltem túl a [135] irodalomban publikáltam. Itt feltételeket fogalmaztunk meg arra vonatkozóan, hogy mikor tekinthető két egymáshoz közeli anyaghiba közötti kölcsönhatás elhanyagolhatónak. A bemutatott elmélet alapján jelentősen tudtuk egyszerűsíteni lineáris dekompozíció felhasználásával egy egyébként igen összetett inverz probléma megoldását. A vizsgált inverz probléma fém lemezbe lézerrel írt vonalkód örvényáramú mérés alapján történő kiolvasása volt. A [135] irodalomban közölt eredmények közül a kitűzött inverz probléma megoldásával kapcsolatos megállapítások és megvalósítások a társszerzők eredményeinek, az anyaghibák közötti kölcsönhatás mérőszámának megadása és a dekompozíció alkalmazásának ötlete az én eredményemnek tekinthető.

4.1.4. Anyaghiba-csoport rekonstrukciója

Az irodalomban többnyire egyedülálló anyaghibák rekonstrukciójával foglalkozó cikkeket olvashatunk, mivel széles körben alkalmazható, ipari felhasználásra is alkalmas megoldása a címben szereplő problémának még nem áll rendelkezésünkre. Ez a témakör még manapság is tartalmaz kutatást igénylő részleteket. Az egyedülálló anyaghiba-rekonstrukciónál sokkal összetettebb feladat az olyan anyaghiba-csoportok paramétereinek ECT mérésből történő meghatározása, amelyeket több, egymáshoz közel elhelyezkedő anyaghiba alkot. Párhuzamos repedésekből álló anyaghiba-csoport rekonstrukciójára alkalmas módszert tettem közre a [110] irodalomban. A rekonstrukciós eljárást a

fentebb bemutatott többszörös repedések ECT válaszelének szimulációjára kidolgozott módszerre és annak megvalósítása során szerzett numerikus tapasztalatokra alapoztam.

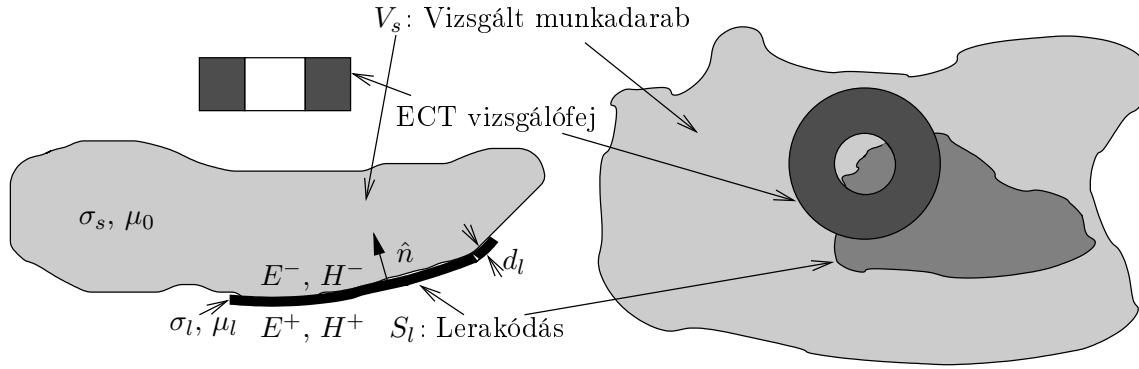
A rekonstrukciós módszer kidolgozásában két kulcsfontosságú momentumot kell megemlíteni. Az egyik az, hogy a direkt probléma megoldására bemutatott eljárás kis számítási igényű, a másik pedig az, hogy felismertem, hogy bizonyos körülmények között még az egymáshoz aránylag eléggé közel lévő, többszörös repedések válaszelét is kis hibával lehet közelíteni független repedések válaszelének szuperpozíciójaként.

A párhuzamos repedésekből kialakuló anyaghiba-csoportok rekonstrukciójára kidolgozott eljárás vázlata a következő:

1. A mért ECT jelből meghatározom a munkadarabnak azt a tartományát, amely bizonyosan magába foglalja a teljes anyaghibát. E tartományt a továbbiakban *vizsgálati tartománynak* nevezem. (Ennek meghatározása nem jelent különösebb nehézséget, mivel pl. – a legrosszabb esetben – azt a tartományt jelöljük ki, amely felett a várható zajt meghaladó ECT jelet lehet mérni. Természetesen ha bármi módon ennél kisebb tartomány kijelölése lehetséges, az csökkenti a rekonstrukciós eljárás számítási igényét.)
2. A vizsgálati tartományt felosztjuk egymástól azonos távolságban lévő (kb. fél behatolási mélység), a munkadarab felületére merőleges síkokra. Ezek a síkok párhuzamosak a repedés-csoport tagjainak feltételezett síkjaival, de természetesen nem esnek feltétlenül azokkal egybe. A felosztáskor feltételezzük, hogy a repedések orientációja meghatározható a mért ECT jel alapján, vagy az adott munkadarabban meglévő mechanikai feszültségek ismeretében, esetleg bármilyen más a priori ismeret alapján (a gyakorlatban általában megadható az, hogy a vizsgált munkadarabban milyen orientációjú anyaghibák várhatók). A repedés-csoport által létrehozott anyaghibát a kijelölt síkokban lévő ismeretlen elhelyezkedésű és nagyságú téglalap alakú repedések paramétereinek megadásával kívánjuk jellemezni. Ezek után tehát a rekonstrukciós probléma megoldásaként keressük azon többszörös repedés paramétereit, amelyek ECT válaszele a „legjobban hasonlít” a repedés-csoport vizsgálata során mért ECT válaszelhez. Az így megkapott anyaghibát a *párhuzamos repedésekből álló anyaghiba-csoportot jellemző ekvivalens többszörös repedésnek* fogjuk nevezni.
3. A repedések paramétereinek meghatározását egy optimalizációs eljárás eredményeként keressük két lépésben. Az első lépésben a kapcsolódó direkt probléma megoldásakor elhanyagoljuk a repedések közötti kölcsönhatást. Így az optimalizáció egyes lépéseiben szükséges direkt problémát aránylag gyorsan meg tudjuk oldani. Jelentős gyorsítást jelenthet lemez alakú (vagy egyéb, szimmetriát mutató geometriával rendelkező) munkadaraboknál az, ha egy előre kiszámított adatbázist hozunk létre, amely tartalmazza a koordináta-rendszer középpontjában lévő ($x = 0$, $y = 0$) különböző mélységű (a), hosszúságú (b) és elhelyezkedésű (q) repedések válaszelét. Ennek felhasználásával a többszörös repedésnek – a repedések közötti kölcsönhatásokat elhanyagoló – válaszele az adatbázisban meglévő jeleknek a koordináták eltolását követő egyszerű összegzésével számítható, így a direkt probléma különösen hatékonyan megoldható.
4. Az optimalizáció második lépésében az első lépésben kapott megoldásból kiindulva, az egyes repedések közötti kölcsönhatásokat is figyelembe véve meghatározzuk a repedés-csoportot jellemző ekvivalens többszörös repedés paramétereit. Itt az optimalizációs eljárás egyes lépései során a direkt probléma megoldása már számottevően több időt vesz igénybe. Az első lépésben kapott kiindulási elrendezés azonban már egészen jónak mondható, így az optimum megtalálására már aránylag kevés számú lépés is elegendő.

A fenti eljárás mintapéldákkal illusztrált, bővebb kifejtése a [110] publikációban található. Itt példák bemutatásával tárgyalom azt a kérdést is, hogy a repedés-csoportot leíró ekvivalens többszörös repedés mennyire tekinthető a valóságos anyaghiba jó leírásának.

A párhuzamos repedésekből álló anyaghiba-csoport rekonstrukciójára kidolgozott eljárást abból az okból vázoltam az értekezésben, hogy be tudjam mutatni azt, hogy a többszörös repedések analízisére kidolgozott szimulációs eljárás valós gyakorlati jelentőséggel bír és ez sok szempontból



4.8. ábra. ECT vizsgálófej vezető anyagból kialakult lerakódással szennyezett munkadarab felett

része további kutatások megalapozásának. Ezek a kutatások – többek között – célozzák az ún. valóságos anyaghibák modellezésére és rekonstrukciójára használható módszerek kidolgozását, illetve az összetett geometriával rendelkező anyaghiba-csoportok lineáris dekompozíció felhasználásával történő közelítő rekonstrukcióját (erre vonatkozóan az első eredményeinket a már idézett [135] cikkben közzétettük).

4.2. Lerakódás válaszjelének számítása

ECT vizsgálatoknál gyakran előfordul, hogy egy olyan munkadarabot kell vizsgálni, amelyen valamilyen – a munkadarab anyagától eltérő minőségű – vezető anyagból kialakult vékony lerakódás található. Ezen lerakódás anyaga lehet mágneses ($\mu > \mu_0$) vagy nem mágneses ($\mu = \mu_0$). Előfordulhat, hogy a lerakódással szennyezett munkadarabban egy más típusú anyaghiba (pl. repedés) is van.

Az atomreaktorok ECT vizsgálata során gyakran előfordul, hogy nagy hőmérsékleten összeolvadt rézporból kialakult lerakódás található a hőcserélő csöveinek falán. A lerakódás által keltett ECT válaszjel általában sokkal nagyobb, mint egy átlagos repedés válaszjele, ezért előfordulhat az a különösen veszélyes eset is, amikor nem kerül felderítésre egy olyan repedés, amely a lerakódás környezetében található. Ilyen esetekben ugyanis a lerakódás válaszjelében „elvész” a repedés jele. A gyakorlatban előforduló egyéb elrendezések is modellezhetők lerakódással, többek között ilyenek azok az esetek, amikor valamely behatás következtében (korrózió, besugárzás, stb.) jelentősen változik a munkadarab egyik felületén az anyagi minőség, vagy a munkadarab egy részére valami célból (pl. korrózióvédelem) vékony bevonatot képeznek.

Ebben a pontban a lerakódás ECT válaszjelének szimulációjához kidolgozott felületszerű anyaghiba modellt és annak numerikus megvalósítását tárgyalom. A témakörhöz kapcsolódó eredményeket a [111, 112] irodalmakban közöltem.

4.2.1. A vékony lerakódás matematikai modellje

A vizsgált elrendezés

Tekintsük a 4.8. ábrán látható elrendezést. Itt egy σ_s vezetőképességű, μ_0 permeabilitású (nem mágneses) anyagból álló munkadarab felületének S_l darabjához illeszkedve egy σ_l és μ_l vezetőképességgel és permeabilitással jellemzett d_l vastagságú lerakódás található. Feltételezzük, hogy a lerakódás vastagsága kicsi a munkadarab vastagságához és a lerakódás többi méretéhez képest. Feltételezzük még azt is, hogy a lerakódás vastagsága nem haladja meg jelentősen az ECT vizsgálat során keltett elektromágneses tér frekvenciájára vonatkozó behatolási mélységet (a vastagság nem nagyobb a behatolási mélység nagyságrendjébe eső értéknél).

Vékony héjra vonatkozó impedancia típusú peremfeltétel

Örvényáramú elektromágneses terek analízisekor a vezető anyagból lévő, vékony héjhoz hasonlító szerkezeteket az irodalomból ismert módon [71, 72] helyettesíteni lehet egy, a héjon belül felvett felülettel, amely felületen az ún. impedancia típusú peremfeltételt írjuk elő. Ezen módszer lényegét a [72] irodalmat követve röviden összefoglalom.

Jelölje a vékony héjat reprezentáló S felület egyik és másik oldán található elektromágneses térjellemzőket rendre $+$ és $-$ felső index, valamint legyen az S felület normális vektora \hat{n} , amely a $+$ indexű térjellemzők felől mutat a $-$ indexűek irányába. Ezen jelöléssel a vékony héjat reprezentáló S felület két oldalán lévő térjellemzők közötti kapcsolatot leíró egyenletek (az impedancia típusú peremfeltételek) a következők [72]:

$$\hat{n} \times [\vec{E}^+(\vec{r}) + \vec{E}^-(\vec{r})] = \frac{\gamma}{\sigma} \coth\left(\frac{\gamma d}{2}\right) \left(\hat{n} \times [\vec{H}^+(\vec{r}) - \vec{H}^-(\vec{r})]\right) \times \hat{n}, \quad \vec{r} \in S, \quad (4.9)$$

$$\hat{n} \times [\vec{E}^+(\vec{r}) - \vec{E}^-(\vec{r})] = \frac{\gamma}{\sigma} \tanh\left(\frac{\gamma d}{2}\right) \left(\hat{n} \times [\vec{H}^+(\vec{r}) + \vec{H}^-(\vec{r})]\right) \times \hat{n}, \quad \vec{r} \in S, \quad (4.10)$$

ahol ω a szinuszos időbeli változás körfrekvenciája, σ és μ a vékony héj anyagának vezetőképessége és permeabilitása, d a héj vastagsága és $\gamma = \sqrt{j\omega\mu\sigma}$.

Az előző impedancia típusú peremfeltétel azt fejezi ki, hogy minden egyes \vec{r} pontban a vékony héj két oldalán lévő térjellemzők lokálisan úgy viselkednek, mintha egy síkhullám hatolna egy d vastagságú lemezbe. Ez nagyon jó pontossággal megadja az elektromágneses tér viselkedését, ha a héj vastagsága kicsi annak többi méretéhez képest és ez a vastagság a héjbeli behatolási mélység nagyságrendjében van (a vastagság növekedésével csökken a közelítés pontossága). A közelítésnek említésre érdemes, de még mindig eléggé kis hibája a héj széleinek környezetében van. Mivel a héjat jellemző S felület méretei – a megfogalmazott feltételek alapján – sokkal nagyobbak a behatolási mélységnél, ezért ez a hiba a teljes elektromágneses tér leírása pontosságának szempontjából elhanyagolható.

Amennyiben a héj vastagsága nagyon kicsi a behatolási mélységhez képest, a (4.9), (4.10) egyenletek $\tanh(\gamma d) \approx \gamma d$ közelítés alapján a nagyon vékony héjra vonatkozó impedancia típusú peremfeltételbe mennek át, amelyet széleskörben használnak és az előzőekben említett lokális síkhullám közelítés nélkül is magyarázható. Ezek alapján megállapíthatjuk, hogy a bemutatott impedancia típusú peremfeltételek akkor használhatók, ha a héj vastagsága sokkal kisebb annak egyéb méreteihez képest és ez a vastagság nem haladja meg a behatolási mélység nagyságrendjét.

A peremfeltételek kielégítése másodlagos forrásokkal

A 4.8. ábrán látható elrendezésben helyettesítsük a lerakódást azzal az S_l felülettel, amely felületen a lerakódás érintkezik a munkadarabbal. Legyen az S_l felület normális vektora \hat{n} és jelölje közvetlenül az S_l felület felett (a munkadarabban) és alatt (a munkadarab körüli levegőben) található elektromágneses tér térjellemzőit rendre a $-$ és a $+$ felső indexek. Az S_l felületen az impedancia típusú peremfeltételeket kell kielégíteni.

A (4.9), (4.10) egyenletek szerint mind az elektromos, mind pedig a mágneses térerősség tangenciális komponensének ugrania kell az S_l felület két oldalán. Ezt az ugrást az S_l síkjában folyó $\vec{K}^e(\vec{r})$ felületi elektromos- és $\vec{K}^m(\vec{r})$ felületi mágneses áramokkal lehet előállítani ($\vec{r} \in S_l$). A felületi áramoknak csak a felület síkjában folyó komponensei vannak, tehát $\vec{K}^e(\vec{r}) \cdot \hat{n} = 0$ és $\vec{K}^m(\vec{r}) \cdot \hat{n} = 0$. Az impedancia típusú peremfeltételeket elő lehetne állítani másfajta másodlagos forrásokkal is, pl. előállítható lenne csupán elektromos felületi áramokkal is, ha megengednénk azt, hogy annak normális irányú komponensei is legyenek [151], az előállítás numerikus megvalósítása azonban bonyolultabb lenne.

A kialakuló elektromágneses teret két komponensre bontjuk a következő módon:

$$\vec{E} = \vec{E}^i + \vec{E}^l, \quad \vec{H} = \vec{H}^i + \vec{H}^l, \quad (4.11)$$

ahol az i felső index az örvényáramú vizsgálófej árama, mint forrás által létrehozott tér térjellemzőit, az l felső index pedig a lerakódást reprezentáló másodlagos források ($\vec{K}^e(\vec{r})$, $\vec{K}^m(\vec{r})$, $\vec{r} \in S_l$) által gerjesztett tér térjellemzőit jelöli. Az előző teret szokták *beiktatott* térnek, az utóbbit pedig a *lerakódás hatására létrejött* térnek (tér-perturbációnak) nevezni.

\vec{E}^i és \vec{H}^i meghatározása már a munkadarabban lévő anyaghibák válaszeljének szimulációja során is felmerült. Az ott elmondottak alapján, a beiktatott teret valamilyen szokásos térszámítási probléma megoldásának eredményeként a továbbiakban már ismertnek tekintjük.

A lerakódás hatására létrejövő elektromágneses tér megoldása a következő egyenleteknek:

$$\text{rot rot } \vec{E}^l(\vec{r}) - k^2 \vec{E}^l(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \vec{K}^e(\vec{r})\delta_{S_l}(\vec{r}) - \text{rot} \left[\vec{K}^m(\vec{r})\delta_{S_l}(\vec{r}) \right], \quad (4.12)$$

$$\text{rot rot } \vec{H}^l(\vec{r}) - k^2 \vec{H}^l(\vec{r}) = \frac{k^2}{j\omega\mu_0} \vec{K}^m(\vec{r})\delta_{S_l}(\vec{r}) + \text{rot} \left[\vec{K}^e(\vec{r})\delta_{S_l}(\vec{r}) \right], \quad (4.13)$$

ahol $k^2 = -j\omega\mu_0\sigma_s$ ha $\vec{r} \in V_s$ és $k^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0$ ha $\vec{r} \notin V_s$. δ_{S_l} az S_l felületre vonatkozó, ún. felületi Dirac-függvény. Ennek definícióját és a egyenletekben szereplő felületi áramok rotációjának értelmezését a [151] irodalomban találhatjuk.

Ezek alapján a megfelelő diadikus Green-függvényekkel (2.11) felírható a lerakódás hatására létrejött tér-perturbáció, amely kifejezése például a munkadarabon belül ($\vec{r} \in V_s$) a következő formában adódik:

$$\vec{E}^l(\vec{r}) = -j\omega\mu_0 \iint_{S_l} \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{K}^e(\vec{r}') d\vec{r}' - \iiint_{V_l} \mathbf{G}^e(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \text{rot} \left[\vec{K}^m(\vec{r}')\delta_{S_l}(\vec{r}') \right] d\vec{r}', \quad (4.14)$$

$$\vec{H}^l(\vec{r}) = -\sigma_s \iint_{S_l} \mathbf{G}^m(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{K}^m(\vec{r}') d\vec{r}' + \iiint_{V_l} \mathbf{G}^m(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \text{rot} \left[\vec{K}^e(\vec{r}')\delta_{S_l}(\vec{r}') \right] d\vec{r}', \quad (4.15)$$

ahol a V_l térfogat magában foglalja az S_l felületet. Hasonló módon kapható meg az elektromágneses tér-perturbáció a munkadarab körül lévő levegőben is csak ebben az esetben más Green-diádokat kell használni.

A V_l térfogatra vett integrál – az integrandusban lévő rotáció elvégzésével – adott esetben egyszerűsíthető, az esetleges egyszerűbb alak függ a lerakódás felületének geometriájától (sík S_l felület esetében pl. jelentősen egyszerűsödik az integrál) [151]. Ezzel az egyszerűsítéssel nem foglalkozunk, mivel – hasonlóan a repedések válaszeljének analízisekor használt eljárásához – az integrálegyenlet numerikus megoldása során célunk a diszkretizálással kapott elemi gerjesztések által keltett tér meghatározása. Ezt a 2.3. pontban közölt módszerhez hasonló eljárással fogjuk meghatározni, így a Green-függvényekre és az integrálok kiértékelésére explicit módon nincs szükségünk. A lerakódás matematikai modelljének magalkotása során számunkra egyenlőre csak az a lényeges, hogy \vec{E}^l és \vec{H}^l kifejezhető \vec{K}^e és \vec{K}^m ismeretében és egyenlőre nem foglalkozunk ezen számítások esetleges numerikus nehézségeivel.

A lerakódást leíró integrálegyenlet

A feltételezéseinknek eleget tevő lerakódás jelenléte hatására a vizsgálófej által keltett elektromágneses tér úgy módosul, hogy az kielégítse az S_l felületen előírt impedancia típusú peremfeltételeket. Alkalmazva az elektromágneses tér (4.11) szerinti felbontását az S_l felület két oldalán lévő térre, a megfelelő térvektorokat a következő módon fogjuk jelölni:

$$\vec{E}^- = \vec{E}^{i-} + \vec{E}^{l-}, \quad \vec{H}^- = \vec{H}^{i-} + \vec{H}^{l-}, \quad \vec{E}^+ = \vec{E}^{i+} + \vec{E}^{l+}, \quad \vec{H}^+ = \vec{H}^{i+} + \vec{H}^{l+}. \quad (4.16)$$

Figyelembe véve, hogy a beiktatott tér tangenciális komponense folytonos az S_l felületen (azaz $\vec{E}_t^{i-} = \vec{E}_t^{i+} = \vec{E}_t^i$, és $\vec{H}_t^{i-} = \vec{H}_t^{i+} = \vec{H}_t^i$, ahol a t index a vektor tangenciális komponensét jelöli), a (4.9) és a (4.10) impedancia típusú peremfeltételek az általunk vizsgált konfigurációra a következő

alakú lesz:

$$\frac{\gamma_l}{\sigma_l} \coth\left(\frac{\gamma_l d_l}{2}\right) [\vec{H}_t^{l+}(\vec{r}) - \vec{H}_t^{l-}(\vec{r})] - \hat{n} \times [\vec{E}_t^{l+}(\vec{r}) + \vec{E}_t^{l-}(\vec{r})] = 2\hat{n} \times \vec{E}_t^i(\vec{r}), \quad (4.17)$$

$$\frac{\sigma_l}{\gamma_l} \coth\left(\frac{\gamma_l d_l}{2}\right) [\vec{E}_t^{l+}(\vec{r}) - \vec{E}_t^{l-}(\vec{r})] + \hat{n} \times [\vec{H}_t^{l+}(\vec{r}) + \vec{H}_t^{l-}(\vec{r})] = -2\hat{n} \times \vec{H}_t^i(\vec{r}), \quad (4.18)$$

ahol $\gamma_l = \sqrt{j\omega\mu_l\sigma_l}$ és $\vec{r} \in S_l$. Az egyenletek tovább egyszerűsödnek, ha a tangenciális térjellemzők ugrását a felületi áramokkal fejezzük ki a következő módon:

$$\frac{\gamma_l}{\sigma_l} \coth\left(\frac{\gamma_l d_l}{2}\right) \vec{K}^e(\vec{r}) + \vec{E}_t^{l+}(\vec{r}) + \vec{E}_t^{l-}(\vec{r}) = -2\vec{E}_t^i(\vec{r}), \quad \vec{r} \in S_l, \quad (4.19)$$

$$\frac{\sigma_l}{\gamma_l} \coth\left(\frac{\gamma_l d_l}{2}\right) \vec{K}^m(\vec{r}) + \vec{H}_t^{l+}(\vec{r}) + \vec{H}_t^{l-}(\vec{r}) = -2\vec{H}_t^i(\vec{r}), \quad \vec{r} \in S_l. \quad (4.20)$$

Fejezzük ki az egyenletekben szereplő ismeretlen térjellemzőket a (4.14) és (4.15) alakban adott módon a diadikus Green-függvények segítségével, figyelembe véve, hogy

$$\vec{E}_t^{l+}(\vec{r}) = \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_+} \vec{E}^l(\vec{r}), \quad \vec{E}_t^{l-}(\vec{r}) = \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_-} \vec{E}^l(\vec{r}), \quad (4.21)$$

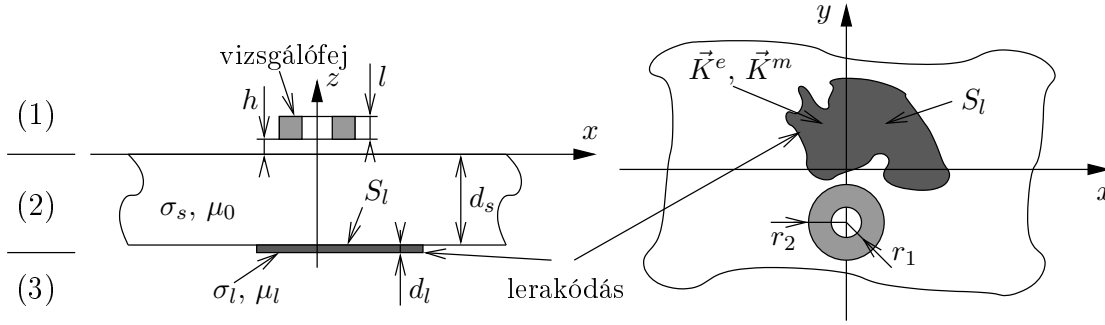
$$\vec{H}_t^{l+}(\vec{r}) = \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_+} \vec{H}^l(\vec{r}), \quad \vec{H}_t^{l-}(\vec{r}) = \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_-} \vec{H}^l(\vec{r}), \quad (4.22)$$

ahol \vec{r}_+ és \vec{r}_- az S_l felület egy pontjára a pozitív és a negatív felületi normális vektor irányában történő közelítés határértékét jelöli. Így a (4.19) és (4.20) egyenletek a $\vec{K}^e(\vec{r})$ és $\vec{K}^m(\vec{r})$ ($\vec{r} \in S_l$) ismeretlenekre vonatkozóan integrálegyenleteket alkotnak, amely integrálegyenletek ismert gerjesztése az $\vec{E}^i(\vec{r})$ és $\vec{H}^i(\vec{r})$ beiktatott tér. Ezek az integrálegyenletek a vékony lerakódás általam kidolgozott felületi modellje.

Az impedancia típusú peremfeltételeket az irodalomban már mások alkalmazták vékony lerakódás ECT válaszjelének végeselem módszeren alapuló szimulációjakor [70]. Az általam közölt módszer újdonsága az, hogy a matematikai modellt integrálegyenlet formájában fogalmaztam meg, így az illeszkedett a tématerületen dolgozó kutatók többsége által használt eszközrendszerbe. Ennek következtében a felületszerű repedések analízisekor használt numerikus megoldáshoz hasonló módon tudtam a vékony lerakódások ECT válaszjelét számítani, kihasználva az eljárás hatékonyságát és egyéb kedvező tulajdonságait. Ennél is fontosabb az az előny, hogy a kapott integrálegyenlet összekapcsolva a felületszerű repedés 3. fejezetben tárgyalt modelljével, mód nyílt olyan elrendezések hatékony vizsgálatára is, amelyben a lerakódással szennyezett munkadarabban felületszerű repedés is található (erről az eljárásról a 4.3. pontban lesz szó). További előnyt jelent, hogy a megfogalmazott modell alapján, a vékony lerakódás válaszjelének szimulációjára is kifejleszthető egy, a 3.3. pontban bemutatott moduláris számítási környezethez hasonló szimulációs eljárás.

4.2.2. A válaszjel számítása

A (4.19) és (4.20) integrálegyenlet megoldásaként megkapjuk a $\vec{K}^e(\vec{r})$ és $\vec{K}^m(\vec{r})$ ($\vec{r} \in S_l$) másodlagos forrásoknak a mérőfej egy adott pozíciójában ($\vec{E}^i(\vec{r})$ és $\vec{H}^i(\vec{r})$ ismeretében) számított aktuális értékét. Ennek ismeretében az örvényáramú vizsgálat válaszjeleit meghatározhatjuk. Az anyaghibák válaszjelének számításával analóg módon (lásd a 2.1.2. és a 2.2.2. pontokat) most is alapvetően két-féle válaszjelet feltételezünk. Ezek a lerakódás jelenlétéből adódó mágneses indukció megváltozása ($\Delta\vec{B} = \vec{B}^l$) a munkadarab környezetében, illetve a vevő tekercsben indukált feszültségnek a lerakódás jelenlétéből adódó ΔU_v megváltozása ($\Delta U_v = U_v - U_v^i$, ahol U_v a gerjesztetlen vevő tekercsben indukált feszültséget, U_v^i pedig a gerjesztetlen vevő tekercsben, a lerakódás nélküli munkadarab esetében indukált feszültséget jelenti).



4.9. ábra. ECT vizsgálófej lemez alakú munkadarab felett, amely felületén vékony lerakódás található

A mágneses indukció megváltozását értelemszerűen megkaphatjuk a Green-függvények segítségével a következő módon:

$$\Delta \vec{B}(\vec{r}) = -j\omega\mu_0\varepsilon_0 \iint_{S_l} \mathbf{G}_{sa}^m(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \vec{K}^m(\vec{r}') d\vec{r}' + \mu_0 \iiint_{V_l} \mathbf{G}_{sa}^m(\vec{r}|\vec{r}') \cdot \text{rot} [\vec{K}^e(\vec{r}')\delta_{S_l}(\vec{r}')] d\vec{r}', \quad \vec{r} \notin V_s, \quad (4.23)$$

ahol a Green-diádok alsó indexe (*sa*) arra utal, hogy azon diádokról van szó, amelyeknél a gerjesztés a munkadarabban (V_s), a vizsgálati pont pedig a munkadarabon kívüli levegőben található. A 2.1.2. pontban leírtak alapján a mágneses indukció megváltozásának kiszámítása most is visszavezethető egy fiktív vevő tekercsbe indukált feszültségváltozás meghatározására.

Ismert adó- és vevő tekercsből álló vizsgálófej vevő tekercsében indukált feszültségnek a lerakódás jelenlétéből adódó megváltozása kiszámítható a reciprocitás [149] felhasználásával a következő módon. Legyen a fiktív I_v áram hatására a lerakódás nélküli munkadarabban keltett tér elektromos és mágneses térerőssége \vec{E}^{vi} és \vec{H}^{vi} . Ezek és az adó tekercsben folyó I_a áram hatására a lerakódás nélküli munkadarabban keltett \vec{E}^i és \vec{H}^i gerjesztések alapján, valamint a (4.19) és (4.20) megoldásként kapott \vec{K}^e és \vec{K}^m másodlagos források ismeretében a vevő tekercsben indukált feszültség megváltozását kifejeztem a következő integrál formájában:

$$\Delta U_v = -\frac{1}{I_v} \iint_{S_l} [\vec{E}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{K}^e(\vec{r}) - \vec{H}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{K}^m(\vec{r})] d\vec{r}. \quad (4.24)$$

Ha ugyanazon tekercs tölti be az adó- és vevő tekercsek szerepét is, akkor tekercs impedanciájának a lerakódás jelenlétéből adódó megváltozását (ΔZ) szokták az ECT vizsgálófej válaszjelének tekinteni. Ebben az esetben az egyetlen tekercsben folyó áram $I = I_a = I_v$ és a (4.24) szerint megkapott $\Delta U_v = I\Delta Z$ segítségével felírható a tekercs impedanciájának a lerakódás jelenlétéből adódó megváltozása a következő alakban:

$$\Delta Z = -\frac{1}{I^2} \iint_{S_l} [\vec{E}^i(\vec{r}) \cdot \vec{K}^e(\vec{r}) - \vec{H}^i(\vec{r}) \cdot \vec{K}^m(\vec{r})] d\vec{r}, \quad (4.25)$$

ahol \vec{E}^i és \vec{H}^i a tekercs I árama által a lerakódás nélküli munkadarabba keltett beiktatott tér elektromos- és mágneses térerőssége.

4.2.3. Lemez alakú munkadarab felületén található lerakódás analízise

A vékony lerakódás válaszjelének szimulációjára kidolgozott modell alapján történő számítások egy megvalósításaként, számítógépes programot fejlesztettem ki lemez alakú munkadarab felületén lévő lerakódás válaszjelének kiszámítására. Ebben az alponban ezen megvalósítást tárgyalom.

A vizsgált elrendezés

Tekintsük a 4.9. ábrán látható elrendezést. Itt egy d_s vastagságú lemez alakú munkadarab felett egy ECT vizsgálófej látható. A munkadarab anyagának vezetőképessége és permeabilitása σ_s és μ_0 . A lemez egyik síkjának tetszőleges alakú S_l felületéhez tapadva d_l vastagságú σ_l és μ_l elektromágneses paraméterekkel rendelkező lerakódás található. Célunk a lerakódás jelenlétének következtében létrejövő ECT válaszjel meghatározása. Ezen válaszjel lehet a mágneses indukció vektorának, illetve a tekercs impedanciájának a lerakódás jelenléte következtében létrejövő megváltozása.

A megoldandó integrálegyenlet

A 4.9. ábrán látható koordináta-rendszer felhasználásával a (4.19) és (4.20) integrálegyenlet ismeretlenjeinek és a térvektorok tangenciális komponenseinek x - és y -irányú rendezői lesznek. A felületi áramok és a térvektorok megfelelő rendezőit jelöljük a következő módon: $\vec{K}^\kappa(x, y) = K_x^\kappa \hat{x} + K_y^\kappa \hat{y}$ ($\kappa = e, m$; $x, y \in S_l$), $\vec{\Gamma}_t^{\chi\nu}(x, y) = \Gamma_x^{\chi\nu} \hat{x} + \Gamma_y^{\chi\nu} \hat{y}$ ($\Gamma = E, H$; $\chi = l, i$; $\nu = +, -$; $x, y \in S_l$). A bevezetett jelölésekkel a (4.19) és (4.20) integrálegyenlet a következő alakú lesz:

$$Z_l K_x^e(x, y) + E_x^{l+}(x, y) + E_x^{l-}(x, y) = -2E_x^i(x, y, \eta), \quad x, y \in S_l, \quad (4.26)$$

$$Z_l K_y^e(x, y) + E_y^{l+}(x, y) + E_y^{l-}(x, y) = -2E_y^i(x, y, \eta), \quad x, y \in S_l, \quad (4.27)$$

$$Y_l K_x^m(x, y) + H_x^{l+}(x, y) + H_x^{l-}(x, y) = -2H_x^i(x, y, \eta), \quad x, y \in S_l, \quad (4.28)$$

$$Y_l K_y^m(x, y) + H_y^{l+}(x, y) + H_y^{l-}(x, y) = -2H_y^i(x, y, \eta), \quad x, y \in S_l, \quad (4.29)$$

ahol

$$Z_l = \frac{\gamma_l}{\sigma_l} \coth\left(\frac{\gamma_l d_l}{2}\right), \quad Y_l = \frac{\sigma_l}{\gamma_l} \coth\left(\frac{\gamma_l d_l}{2}\right), \quad (4.30)$$

$\eta = 0$ ha a lerakódás a lemez felső (mérőfej felüli) oldalán van, illetve $\eta = -d_l$, ha a lerakódás a lemez alján (mérőfejtől távolabbi oldalán) található, valamint

$$\vec{E}^{l+}(x, y) = \lim_{z \rightarrow \eta-0} \vec{E}^l(x, y, z), \quad \vec{E}^{l-}(x, y) = \lim_{z \rightarrow \eta+0} \vec{E}^l(x, y, z), \quad (4.31)$$

$$\vec{H}^{l+}(x, y) = \lim_{z \rightarrow \eta-0} \vec{H}^l(x, y, z), \quad \vec{H}^{l-}(x, y) = \lim_{z \rightarrow \eta+0} \vec{H}^l(x, y, z). \quad (4.32)$$

\vec{E}^l és \vec{H}^l a megfelelő diadikus Green-függvények segítségével kifejezhetők \vec{K}^e és \vec{K}^m ismeretében a (4.14) és (4.15) egyenletekhez hasonló alakban.

Az integrálegyenlet diszkretizációja

A felírt (4.26)-(4.29) integrálegyenleteket meg lehetne oldani a 3.1. pontban használthoz hasonló, globális közelítő függvényekkel is (megtartva a közelítés azon kedvező tulajdonságait, amelyeket felületszerű repedések analízisekor az előzőekben már tárgyaltam), ha a lerakódás alakja négyszög alakkal közelíthető lenne. Szemben a repedések alakjával, a lerakódások alakja a gyakorlatban ritkán írható le egyszerű geometriai alakkal, így a globális közelítéssel való számítások eredménye a gyakorlatban csak nagyon korlátozottan lenne használható. Ez az oka annak, hogy a lerakódások ECT jelének szimulációjakor az integrálegyenletek megoldásához lokális közelítést használtam.

Osszuk fel az xy síkot egy, a koordináta-tengelyekkel párhuzamos, az x - és y -irányokban Δx és Δy rácscellájú hálóval. Legyen azon rácspontok sorszáma $n = 1, 2, \dots, N$, amelyek az S_l felületen belül esnek és legyen ezen rácspontok koordinátái $(x_n; y_n)$. Az egyes rácspontokhoz tartozó közelítő függvényeket a következőnek választottam ($n = 1, 2, \dots, N$):

$$f_n(x, y) = \begin{cases} \left(1 - \left|\frac{x - x_n}{\Delta x}\right|\right) \left(1 - \left|\frac{y - y_n}{\Delta y}\right|\right), & x_n - \Delta x < x < x_n + \Delta x, \\ & y_n - \Delta y < y < y_n + \Delta y, \\ 0, & \text{egyébként.} \end{cases} \quad (4.33)$$

Közelítsük az ismeretlen felületi áramokat a következő formában:

$$\vec{K}^e(x, y) \approx \sum_{n=1}^N [k_n^{ex} f_n(x, y) \hat{x} + k_n^{ey} f_n(x, y) \hat{y}], \quad (4.34)$$

$$\vec{K}^m(x, y) \approx \sum_{n=1}^N [k_n^{mx} f_n(x, y) \hat{x} + k_n^{my} f_n(x, y) \hat{y}]. \quad (4.35)$$

Jelölje az egyes felületi áram komponensek (azaz a $\vec{K}^{\kappa\xi n}(x, y) = f_n(x, y) \hat{\xi}$ ($\kappa = e, m$; $\xi = x, y$; $n = 1, 2, \dots, N$) felületi áramok), mint gerjesztés által létrehozott elektromágneses tér térvektorainak tangenciális komponensét $\vec{\Gamma}_t^{\kappa\xi n} = \Gamma_x^{\kappa\xi n} \hat{x} + \Gamma_y^{\kappa\xi n} \hat{y}$ ($\Gamma = E, H$). Ezen térvektorok kiszámíthatók a (4.14) és (4.15) képletek, vagy bármely más alkalmasan választott térszámítási módszer segítségével. A kiszámított térvektoroknak az S_l felület két oldalára vett határértékeinek összegét megkaphatjuk a következő formában:

$$\Gamma_\zeta^{\kappa\xi n}(x, y) = \lim_{z \rightarrow \eta-0} \Gamma_\zeta^{\kappa\xi n}(x, y, z) + \lim_{z \rightarrow \eta+0} \Gamma_\zeta^{\kappa\xi n}(x, y, z), \quad (4.36)$$

ahol $\zeta = x, y$.

A (4.34) és (4.35) közelítő függvényekkel meghatározott ismeretleneket helyettesítsük a (4.26)-(4.29) integrálegyenletbe és teszteljük az így kapott egyenleteket a

$$t_n(x, y) = \frac{1}{\Delta x \Delta y} f_n(x, y), \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (4.37)$$

tesztelő függvényekkel. A leírt módon diszkrétizált integrálegyenlet a következő lineáris egyenletrendszert eredményezi:

$$Z_l \sum_{n=1}^N k_n^{ex} \iint_{S_l} f_n t_q d\vec{r} + \sum_{n=1}^N \sum_{\kappa=e, m} \sum_{\xi=x, y} k_n^{\kappa\xi} \iint_{S_l} E_x^{\kappa\xi n} t_q d\vec{r} = -2 \iint_{S_l} E_x^i t_q d\vec{r}, \quad (4.38)$$

$$Z_l \sum_{n=1}^N k_n^{ey} \iint_{S_l} f_n t_q d\vec{r} + \sum_{n=1}^N \sum_{\kappa=e, m} \sum_{\xi=x, y} k_n^{\kappa\xi} \iint_{S_l} E_y^{\kappa\xi n} t_q d\vec{r} = -2 \iint_{S_l} E_y^i t_q d\vec{r}, \quad (4.39)$$

$$Y_l \sum_{n=1}^N k_n^{mx} \iint_{S_l} f_n t_q d\vec{r} + \sum_{n=1}^N \sum_{\kappa=e, m} \sum_{\xi=x, y} k_n^{\kappa\xi} \iint_{S_l} H_x^{\kappa\xi n} t_q d\vec{r} = -2 \iint_{S_l} H_x^i t_q d\vec{r}, \quad (4.40)$$

$$Y_l \sum_{n=1}^N k_n^{my} \iint_{S_l} f_n t_q d\vec{r} + \sum_{n=1}^N \sum_{\kappa=e, m} \sum_{\xi=x, y} k_n^{\kappa\xi} \iint_{S_l} H_y^{\kappa\xi n} t_q d\vec{r} = -2 \iint_{S_l} H_y^i t_q d\vec{r}, \quad (4.41)$$

ahol $q = 1, 2, \dots, N$. A kapott $4N$ számú lineárisan független egyenletből meghatározhatók a k_n^{ex} , k_n^{ey} , k_n^{mx} , k_n^{my} ($n = 1, 2, \dots, N$) ismeretlenek, amelyekkel a (4.34) és (4.35) alapján felírható az ismeretlen felületi áramsűrűségeknek az integrálegyenlet numerikus megoldásaként kapott közelítése. Az egyetlen további megfontolásokat igénylő kérdés már csak annak a módszernek a felvázolása, amely segítségével megkaphatók az egyenletrendszer mátrixának meghatározásához szükséges E_x^{exn} , E_x^{eyn} , E_y^{exn} , E_y^{eyn} , H_x^{exn} , H_x^{eyn} , H_y^{exn} , H_y^{eyn} , E_x^{mxn} , E_x^{myn} , E_y^{mxn} , E_y^{myn} , H_x^{mxn} , H_x^{myn} , H_y^{mxn} , H_y^{myn} függvények.

Adott felületi áram által gerjesztett elektromágneses tér kiszámítása

Tekintsük a 4.9. ábrán látható elrendezést. Célunk az, hogy adott \vec{K}^e és \vec{K}^m esetében meghatározzuk az \vec{E}^l és \vec{H}^l térvektorokat. Ezek meghatározásakor az ábrán látható elrendezésben a gerjesztő tekercs jelenlététől eltekintünk. A tér meghatározását a 2.3.2. pontban leírtakkal analóg módon végezzük el (adott \vec{K}^e -hez tartozó tér meghatározása valójában a 2.3.2. pontban közölteknek egy olyan speciális esete, amikor az áram a lemez egyik felületén folyik, azaz $z' = 0$ vagy $z' = -d$).

A vizsgált elrendezést a 4.9. ábrán látható módon a következő három homogén tartományra bontjuk: (1) $0 < z$, (2) $-d_s < z < 0$, (3) $z < -d_s$. A tartományokban található elektromágneses térvektorokat a felső indexbe írt megfelelő sorszámmal különböztetjük meg. Az egyes tartományok határán a következő folytonossági feltételeket írhatjuk fel:

$$\vec{E}_t^1(x, y, z = 0) = \vec{E}_t^2(x, y, z = 0), \quad (4.42)$$

$$\vec{H}_t^1(x, y, z = 0) = \vec{H}_t^2(x, y, z = 0), \quad (4.43)$$

$$\vec{E}_t^2(x, y, z = -d_s) - \vec{E}_t^3(x, y, z = -d_s) = -\vec{K}^m \times \hat{z}, \quad (4.44)$$

$$\vec{H}_t^2(x, y, z = -d_s) - \vec{H}_t^3(x, y, z = -d_s) = \vec{K}^e \times \hat{z}. \quad (4.45)$$

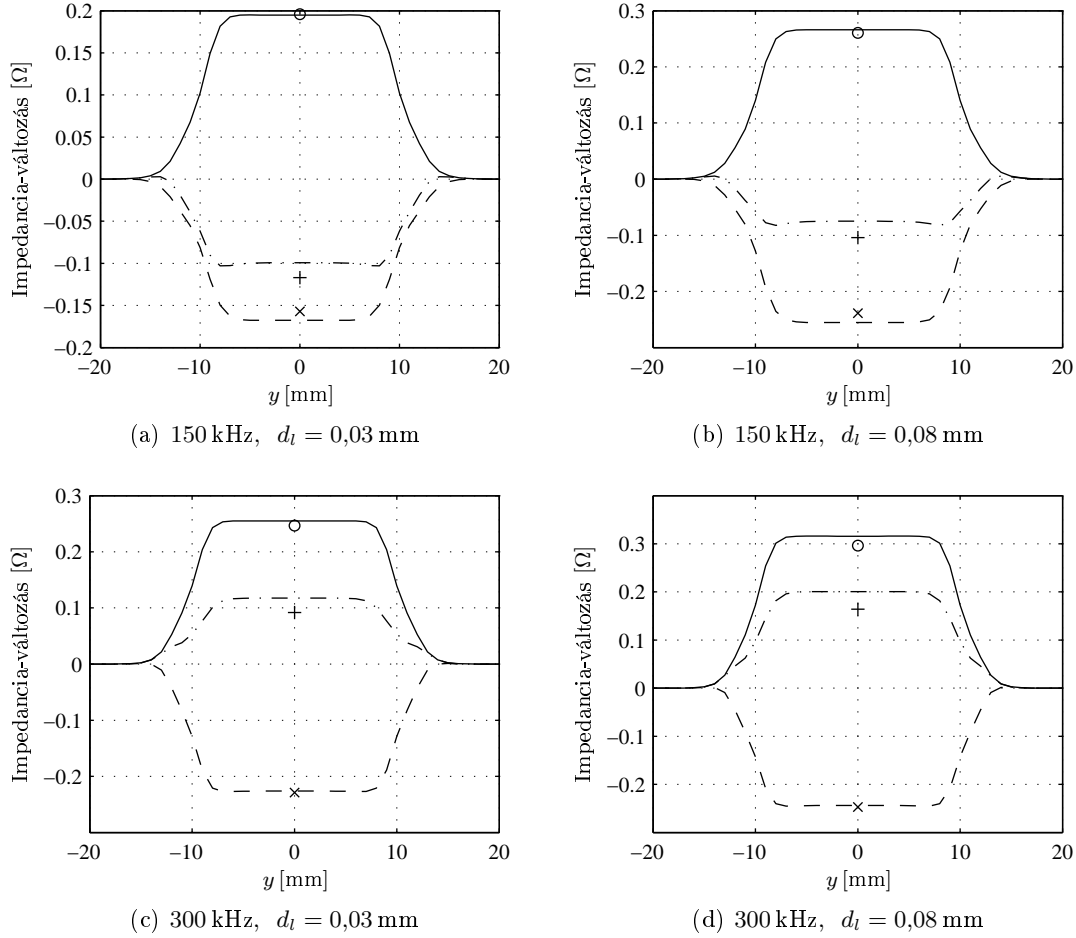
Az egyes homogén térrészekben felírható az elektromágneses tér kétdimenziós térbeli Fourier-transzformáltja a 2.3.1. pontban részletezett módon 4 skalár függvény segítségével. Összesen tehát a 12 függvény megadásával megkapható a térvektorok Fourier-transzformáltja az egész elrendezésre. Ezen 12 függvényből négy nullának tekinthető, mivel az (1) és (3) térrészek félig nyitottak (lásd (2.55)-(2.56) egyenleteket), a további 8 ismeretlen skaláris függvény pedig megadható a (4.42)-(4.45) egyenletek Fourier-transzformáltjainak megoldásaként (az egyenletek Fourier-transzformáltjai zárt alakban léteznek, ha a felületi áramsűrűségek rendezői zárt alakban Fourier-transzformálhatók). Ezek alapján látható, hogy az elektromágneses tér komponenseinek Fourier-transzformáltja az elrendezés bármely pontjában megadható, így numerikus inverz Fourier-transzformáció után a térvektorok is megkaphatók a tér bármely pontjában. Megjegyzem, hogy amennyiben a felületi áramsűrűségek rendezői zárt alakban Fourier-transzformálhatók, a térvektorok rendezői is zárt alakban kifejezhetők bármely $z = \text{állandó}$ síkban.

A elektromágneses tér meghatározásának menete nagyon hasonló abban az esetben is, amikor a felületi áramsűrűségek a lemez felső ($z = 0$) síkjában folynak. Ekkor csak a (4.42)-(4.45) folytonossági feltételek változnak úgy, hogy a tangenciális komponensek ugrását a $z = 0$ és azok folytonosságát pedig a $z = -d_s$ síkban kell előírni. Látható tehát, hogy a bemutatandó módszer minimális változtatás után a lemez tetején található lerakódás analízisére is alkalmas, így ezen eset részletezésével a továbbiakban nem foglalkozom.

A leírt eljárással tehát meghatározható a (4.38)-(4.41) diszkretizált integrálegyenlet együtthatóinak kiszámításához szükséges elektromágneses térvektorok rendezői. Értelemszerűen a $\Gamma_\zeta^{\kappa\xi n}$ ($\zeta = x, y$, $\Gamma = E, H$) térvektor rendezője megkapható, a $\vec{K}^{\kappa\xi n} = f_n \hat{\xi}$ ($\kappa = e, m$, $\xi = x, y$ $n = 1, 2, \dots, N$) felületi áram, mint forrás hatására létrehozott térből. A gyakorlatban elegendő csak egy n esetben (egy adott rácspontban lévő gerjesztés esetében) meghatározni a térvektorokat, mivel a többi rácspontban lévő gerjesztés hatására létrejövő teret az x és az y változók eltolásával, a síkbeli szimmetria kihasználásával megkaphatjuk. A számításokat egyszerűsíti az, hogy a választott f_n közelítő függvények esetében létezik a felületi áramok rendezőinek Fourier-transzformáltja, így analitikusan léteznek a térvektorok rendezőinek Fourier-transzformáltjai is.

A leírt számítások elvileg és a gyakorlatban is jelentősen egyszerűbbek, mint a 2.3. pontban leírt áramdipólus-sűrűség terének meghatározása. Ennek oka, hogy az itt adódó térvektorok nem szingulárisak és nincs szükség a z' szerinti integrálásra sem, mivel a forrás egy adott $z = \text{állandó}$ síkban van.

Az elmondottak alapján megállapíthatjuk, hogy a vékony lerakódás ECT válaszjele, aránylag kis számítási igényű és numerikusan sem bonyolult eljárás során meghatározható a fentebb leírt modell és annak numerikus megvalósítása során. A számítások hatékonyságát demonstrálja az is, hogy a bemutatott, szinuszos gerjesztésre kidolgozott számításokat – azok gyorsaságának köszönhetően – ki tudtam terjeszteni impulzus gerjesztésű anyagvizsgálat szimulációjára is úgy, hogy a szinuszos számításokhoz kidolgozott módszer segítségével az időfüggvény spektrumát pontonként határoztam meg. Az impulzusüzemű ECT válaszjelének meghatározására kidolgozott módszert a [112] irodalomban közöltem, és – mivel ez szigorúan véve nem része az értekezés téziseinek – a módszer lényegét a F.2. függelékben foglalom össze.



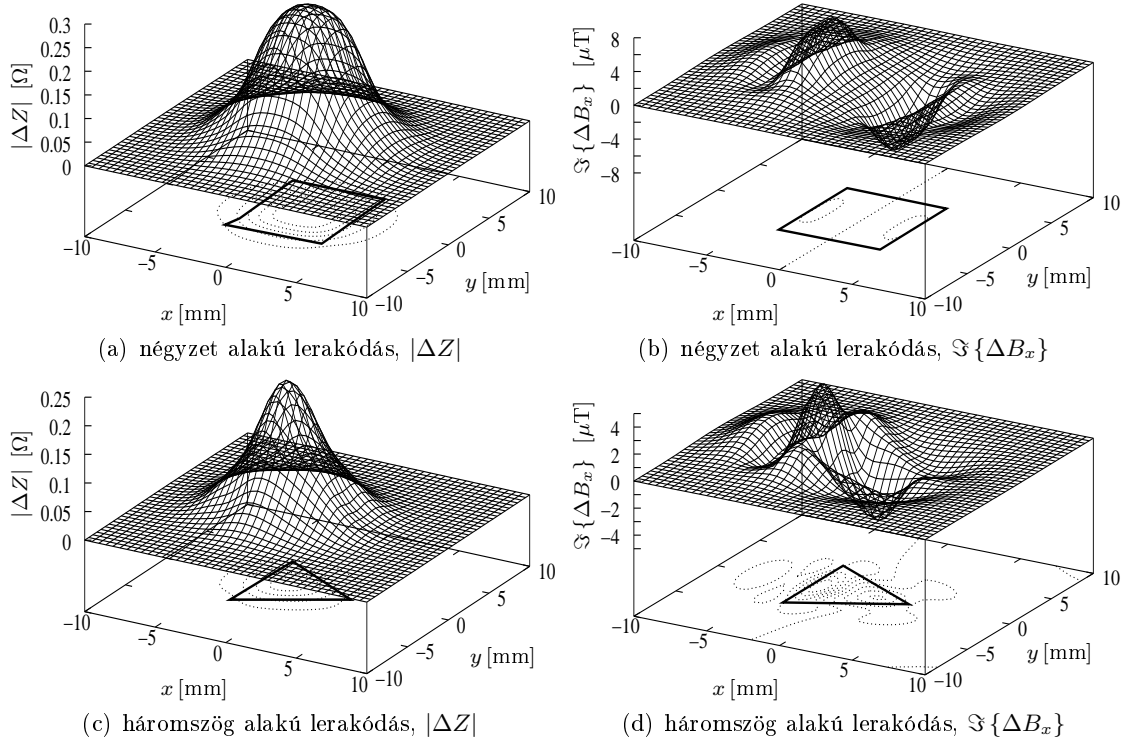
4.10. ábra. Négyzög alakú lerakódások válaszjelei amikor a gerjesztő tekercs középpontja az $x = 0$ egyenes mentén mozog. Számított impedancia-változás abszolút érték (—), valós (---) és képzetes (- · -). Mért impedancia-változás abszolút érték (o), valós (×) és képzetes (+) rész

4.2.4. Numerikus példák

A bemutatandó numerikus példákban a vizsgált lemez alakú munkadarab és a vizsgálófej paramétereire megegyeznek a 2. tesztfeladatban (lásd a 3.1. táblázatot a 45. oldalon) leírtakkal. A lemez vizsgálófejjel ellentétes oldalán egy $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ nagyságú, négyzet alakú, $\mu_l = \mu_0$ és $\sigma_l = 58,1 \text{ MS/m}$ anyagi paraméterekkel rendelkező, réz lerakódás található. Ennek középpontja a xy síkban az origóban van (lásd még a 4.9. ábrát) és oldalai párhuzamosak az x és y tengelyekkel. A számításokat a vizsgálófejet gerjesztő áram két különböző frekvenciáján: 150 kHz és 300 kHz, valamint a lerakódás vastagságának (d_l) két különböző értékénél: 0,03 mm és 0,08 mm végeztem el. A kapott eredményeket a 4.10. ábra mutatja, ahol a vizsgálófej középpontjának függvényében látható annak impedancia-változása (4.25), amikor a fej az $x = 0$ egyenes mentén mozog.

A vizsgált elrendezést azért választottam a módszer demonstrálására, mert erre vonatkozóan rendelkezésre állnak mérési eredmények is. A méréseket a JSAEM megbízásából a NEL végezte [82]. A kísérlet során a lerakódást egy megfelelő vastagságú réz fóliával helyettesítették, amelyet a munkadarab megfelelő helyére szorítottak. Mérési eredmények csak a mérőfej centrális pozíciójában áll rendelkezésre. Ezen eredményeket a 4.10. ábrán is feltüntettem. A jó egyezés a kidolgozott modell és annak numerikus megvalósításának helyességét támasztja alá. A bemutatott mérési eredményeken kívül nem ismerek a témába vágó további kísérleti eredményt.

Második demonstrációs példaként két különböző alakú lerakódás ECT válaszjeleit számítottam ki. A munkadarab és a vizsgálófej geometriája és paramétereire megegyeznek az előző példában



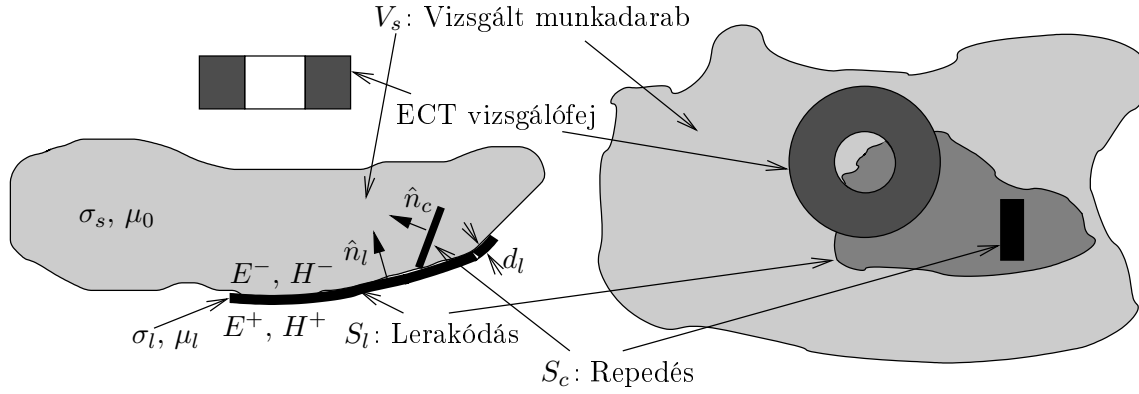
4.11. ábra. Négyzet és háromszög alakú lerakódások válaszjelei a gerjesztő tekercs középpontjának $(x; y)$ függvényében. (a), (c): impedancia-változás ($|\Delta Z|$), (b), (d): a mágneses indukció megváltozása (x -irányú komponensének képzetes része) a gerjesztő tekercs középpontjában a $z = 1$ mm síkban ($\Im\{\Delta B_x\}$)

használtakal. A gerjesztés frekvenciája és (valós, azaz 0 fázisszögű) áramának csúcserőértéke rendre 150 kHz és 100 mA. A lerakódás anyaga megegyezik az előző példában használt lerakódással, vastagsága pedig $d_l = 0,08$ mm. Az egyik lerakódás alakja 7,5 mm oldalhosszúságú négyzet, a másiké egyenlő oldalú háromszög, amelynek alapja és magassága egyaránt 7,5 mm. A négyzet egyik oldala, valamint a háromszög alapja is az $x = -3,75$ mm egyenesen van. A lerakódások a vizsgálófejjel ellentétes oldalán vannak a lemeznek. A 4.11. ábrán a két különböző lerakódáshoz tartozó impedancia-változás (4.25) abszolút értéke, illetve a mágneses indukció vektor (4.23) x -irányú rendezőjének a képzetes része látható (az ábra elkészítésénél a képzetes rész választása önkényes, ezért ezt a részt ábrázoltam, mert ennek értéke nagyobb a valós résznél), a vizsgálófej középpontjának $(x; y)$ függvényében, amint az a lerakódás fölötti felületet pásztázza. Az ábrán a mágneses indukcióvektor értékét a vizsgálófej középpontjában, a lemez fölött $z = 1$ mm magasságban ábrázoltam. Hasonló ábrák segítségével vizsgálható például az, hogy milyen típusú ECT jel detektálása a célravezető akkor, ha a lerakódás alakjának megállapítása a mérés célja.

Az LGEP kutatóival együttműködve, módszert dolgoztunk ki téglalap alakú lerakódás geometriai méreteinek, vezetőképességének és vastagságának ECT válaszjel alapján történő rekonstrukciójára [88]. Az együttműködésben az én feladatom a direkt probléma megoldására szolgáló program elkészítése, amelyet a bemutatott számítási módszer alapján írt programra alapoztam.

4.3. Repedés és lerakódás együttes válaszjelének számítása

Munkadarabok felületén lévő lerakódások ECT válaszjele általában jelentősen nagyobb, mint a munkadarabban található repedések válaszjele. (A 3.5(b). és a 4.10(a). ábrákon látható eredményeket megvizsgálva összevethető pl. egy lemez vizsgálófejjel ellentétes oldalán lévő lerakódás és egy onnan kiinduló repedés jele.) Ebből adódóan egy lerakódással szennyezett munkadarabban található repedés felderítése a gyakorlatban igen nagy problémát okozhat, mivel a lerakódás jele „elfedi” annak



4.12. ábra. ECT vizsgálófej vezető anyagból kialakult lerakódással szennyezett és felületszerű repedést tartalmazó munkadarab felett

a repedésnek a jelét, amelyet egyébként feltétlenül észlelni kellene. Az ilyen összetett anyaghibák válaszjelének szimulációja segíthet abban, hogy jobb felderíthetőséget biztosító vizsgálófejeket lehessen tervezni, illetve, hogy a mért jelből valamely rekonstrukciós módszerrel meg lehessen állapítani a repedés jelenlétét. A felhasznált szimulációs eljárásnak tehát gyorsnak és aránylag pontosnak kell lennie.

Ebben a pontban egy olyan közelítő eredményt adó módszert tárgyalok, amelyet a vázolt probléma megoldására dolgoztam ki. Látható lesz majd, hogy – annak ellenére, hogy a szimuláció során bizonyos közelítésekkel élek – a kapott eredmény pontosabb, mint az irodalomból ismert másik megoldás [69]. Ezen felül a szimulációs eljárás számítási igénye is igen alacsony a probléma komplexitáshoz képest. A bemutatásra kerülő eredményeket a [113] irodalomban tettem közzé.

4.3.1. A számítások alapjául szolgáló modell

Tekintsük a 4.12. ábrán látható elrendezést. Itt egy σ_s és μ_0 anyagi jellemzőkkel bíró munkadarab felett elhelyezkedő ECT vizsgálófejet láthatunk. A munkadarabban az S_c sík felületen egy felületszerű repedés található. A munkadarab felületének S_l darabjához illeszkedve pedig egy d_l vastagságú, σ_l és μ_l anyagi jellemzőkkel rendelkező vékony lerakódás helyezkedik el. Az S_c és S_l felületek normálisát rendre jelölje \hat{n}_c és \hat{n}_l .

A felületszerű repedés és a vékony lerakódás jelenlétét a 2.2. és a 4.2. pontoknak megfelelően másodlagos forrásokkal modellezem. Ezek alapján a repedést az S_c felületen elhelyezkedő $\vec{p} = p\hat{n}_c$ felületi áramdipólus-sűrűséggel, a vékony lerakódást pedig az S_l síkjában folyó \vec{K}^e és \vec{K}^m felületi elektromos és mágneses áramokkal veszem figyelembe.

A vázolt elrendezésben kialakuló elektromágneses teret három összetevőre bonthatjuk a következő módon:

$$\vec{E} = \vec{E}^i + \vec{E}^l + \vec{E}^c, \quad \vec{H} = \vec{H}^i + \vec{H}^l + \vec{H}^c, \quad (4.46)$$

ahol az i felső index a vizsgálófej árama által létrehozott, a repedés és a lerakódás nélküli munkadarab figyelembevételével számított térre (az ún. *beiktatott térre*) utal. Az l felső index a lerakódás jelenlétét modellező \vec{K}^e és \vec{K}^m felületi áramok által gerjesztett, a repedés nélküli munkadarabban kialakuló tér (az ún. *lerakódás hatására létrejövő tér-perturbáció*) jelölésére szolgál. Végül, a c felső index a repedést reprezentáló \vec{p} felületi áramdipólus-sűrűség által a lerakódás nélküli munkadarabban létrehozott elektromágneses teret (az ún. *repedés hatására létrejövő tér-perturbációt*) jelöli.

Az előzőekben tárgyalt módon, a tér mindhárom összetevője kifejezhető annak forrása ismeretében. Mivel a beiktatott tér forrása, azaz a vizsgálófej árama adott, \vec{E}^i és \vec{H}^i meghatározható bármilyen szokásos térszámítási eljárással, ezt tehát ismertnek tekintjük. Az \vec{E}^l , \vec{H}^l , \vec{E}^c , és \vec{H}^c térvektorok kifejezhetők integrálok alakjában a forrásokból a diadikus Green-függvények segítségével (4.14), (4.15), (2.28). Az ismeretlen másodlagos források meghatározására az S_l és S_c felületeken

előírt, az előzőekben már tárgyalt peremfeltételek szolgálnak (4.9), (4.10), (2.25). Ezek jelen esetben a következő alakban írhatók fel (vegyük figyelembe, hogy az S_l felületen \vec{E}^i , \vec{H}^i , \vec{E}^c és \vec{H}^c folytonos, valamint, hogy az S_c felületen \vec{E}^i és \vec{E}^l folytonos):

$$Z_l \vec{K}^e(\vec{r}) + \vec{E}_t^{l+}(\vec{r}) + \vec{E}_t^{l-}(\vec{r}) = -2 \left[\vec{E}_t^i(\vec{r}) + \vec{E}_t^c(\vec{r}) \right], \quad \vec{r} \in S_l, \quad (4.47)$$

$$Y_l \vec{K}^m(\vec{r}) + \vec{H}_t^{l+}(\vec{r}) + \vec{H}_t^{l-}(\vec{r}) = -2 \left[\vec{H}_t^i(\vec{r}) + \vec{H}_t^c(\vec{r}) \right], \quad \vec{r} \in S_l, \quad (4.48)$$

$$\left[\vec{E}^i(\vec{r}) + \vec{E}^l(\vec{r}) + \vec{E}^c(\vec{r}_\pm) \right] \cdot \hat{n}_c = 0, \quad \vec{r} \in S_c, \quad (4.49)$$

ahol a t index a vektorok S_l felületen lévő tangenciális komponensét, a $+$ és $-$ felső indexek pedig az S_l felület két oldalán található térjellemzőket jelöli (4.12. ábra). \vec{r}_\pm az \vec{r} helyvektornak az S_c felület egy pontjára a pozitív vagy a negatív oldal irányából az \hat{n}_c mentén való konvergálás határértékét jelenti, valamint Z_l és Y_l kifejezéseit a (4.30) egyenlet adja.

A (4.47)-(4.49) egyenletek integrálegyenleteket alkotnak, amelyek ismeretlenjei: \vec{K}^e , \vec{K}^m és \vec{p} . Látható, hogy mindhárom egyenletben szerepel az összes ismeretlen, így az egyenletek egymással összefüggenek. Az integrálegyenletek – hasonlóan az előzőekben tárgyalt integrálegyenletekhez – megoldható a momentum módszer segítségével.

Az S_c felület peremén a \vec{p} függvényre vonatkozó peremfeltételek részben módosulnak, mivel a lerakódásban folyhatnak áramok. Ezért a repedés peremének azon szakaszán, amely a munkadarab felületével olyan helyen érintkezik, amely egyben része az S_l felületnek is, a peremfeltételek változnak. Ezen jelenségre akkor kell figyelemmel lenni, ha olyan közelítő függvényeket kívánunk használni a \vec{p} közelítésére, amelyek egyenként is kielégítik a peremfeltételeket (ezt tettük a 3.1.3. pontban bemutatott esetben). Amennyiben olyan közelítő függvényeket használunk, amelyek elvileg tetszőleges peremfeltételt ki tudnak elégíteni, akkor nincs további teendő, mivel az integrálegyenlet megoldása automatikusan kielégíti a vonatkozó peremfeltételeket (ilyen eset például a 3.1.5. pontban említett szakaszonként lineáris függvényekkel való közelítés, természetesen könnyen található olyan globális függvényrendszer is, amely segítségével tetszőleges peremfeltétel kielégíthető).

4.3.2. A válaszjel számítása

A (4.47)-(4.49) integrálegyenlet megoldásaként kapott \vec{K}^e , \vec{K}^m és \vec{p} másodlagos forrásokból meghatározható az ECT mérés válaszjele. Adó- és vevő tekercsből álló vizsgálófej esetében jelölje a hibamentes munkadarab esetében a vevő tekercsben indukált feszültség komplex csúcsértékét U_v^i . Ezen indukált feszültség megkapható az \vec{E}^i , \vec{H}^i térjellemzőkkel bíró elektromágneses térből. Ez a hibamentes munkadarab figyelembevételével számítható, illetve mérhető. A lerakódást és repedést tartalmazó elrendezés esetében a vevő tekercsben indukált U_v feszültség megváltozását a hibamentes munkadarabhoz viszonyítva jelölje $\Delta U_v^{lc} = U_v - U_v^i$, amelyet a reciprocitás elvének [149] felhasználásával a következő alakban írtam fel:

$$\Delta U_v^{lc} = -\frac{1}{I_v} \iint_{S_l} \left[\vec{E}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{K}^e(\vec{r}) - \vec{H}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{K}^m(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \frac{1}{I_v} \iint_{S_c} \vec{E}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{p} d\vec{r}, \quad (4.50)$$

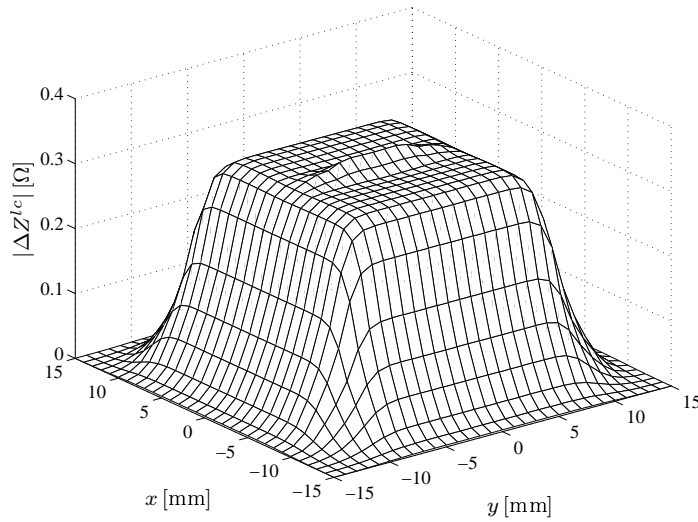
ahol \vec{E}^{vi} és \vec{H}^{vi} a vevő tekercs fiktív I_v árama által keltett elektromágneses tér, amely a lerakódás és repedés nélküli munkadarab esetében számítandó.

Abban az esetben, amikor az adó és vevő szerepét ugyanaz a tekercs tölti be, a megszokott módon értelmezhetjük ezen tekercs impedanciájának megváltozását is:

$$\Delta Z^{lc} = -\frac{1}{I^2} \iint_{S_l} \left[\vec{E}^i(\vec{r}) \cdot \vec{K}^e(\vec{r}) - \vec{H}^i(\vec{r}) \cdot \vec{K}^m(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \frac{1}{I^2} \iint_{S_c} \vec{E}^i(\vec{r}) \cdot \vec{p} d\vec{r}, \quad (4.51)$$

ahol I a tekercs áramát jelenti.

Tekintsük azt az esetet, amikor a munkadarabnak egy viszonylag nagy kiterjedésű lerakódással fedett felületéből indul ki egy, a lerakódás felületéhez képest kis méretű repedés. Az ECT vizsgálatokban a repedés felderítése ezen elrendezés esetében jelenti az egyik legnagyobb kihívást, ezért



4.13. ábra. ECT vizsgálófej ΔZ^{lc} válaszeje annak középpontjának függvényében, amikor egy lemez alakú munkadarab lerakódással szennyezett oldalából egy repedés indul ki

ennek a vizsgálata igen fontos a gyakorlat szempontjából. Mindaddig, amíg a vizsgálófej a pásztázás során aránylag messze van a repedéstől a (4.50), (4.51) kifejezésekben a jobb oldal első tagja lesz a meghatározó. Amikor a vizsgálófej közelít a repedéshez, a (4.50), (4.51) kifejezésekben a jobb oldal második tagjának szerepe megnő és éppen ez fog információval szolgálni a repedésről, amelynek detektálása az elsődleges célunk. Ennek fényében célszerű egy második ECT válaszelet is definiálni a következő kifejezésekkel:

$$\Delta U_v^c = -\frac{1}{I_v} \iint_{S_c} \vec{E}^{vi}(\vec{r}) \cdot \vec{p} d\vec{r}, \quad (4.52)$$

$$\Delta Z^c = -\frac{1}{I^2} \iint_{S_c} \vec{E}^i(\vec{r}) \cdot \vec{p} d\vec{r}. \quad (4.53)$$

Ezeket a válaszeleket a *repedést jellemző válaszelek*eknek nevezzük.

Megjegyzem, hogy a repedést jellemző válaszelek fiktív jelek, mivel nem tudunk előállítani olyan mérési sorozatot, amely eredményeként ezeket a válaszeleket meg tudnánk mérni. Ennek az az oka, hogy a másodlagos forrásokat az integrálegyenlet megoldásaként kapjuk és ezek nem függetlenek egymástól. Ebből adódóan pl. a repedés nélküli munkadarabnál az adott lerakódás jele nem kapható meg pontosan $\Delta U_v^{cl} - \Delta U_v^c$ különbségként, igaz azonban az is, hogy a legtöbb esetben ez egy igen pontos közelítésének tekinthető a repedés nélküli lerakódás jelének.

Az elmondottak szemléltetésére egy repedés és lerakódás együttes jele látható a 4.13. ábrán. A lemez és a repedés paraméterei megegyeznek az 5. tesztfeladat (3.1. táblázat) paramétereivel azzal a különbséggel, hogy esetünkben a vizsgálófej áramának frekvenciája 300 kHz. A lerakódás alakja egy 20 mm oldalhosszúságú négyzet, amely középpontja a repedés középpontjával és az xy sík origójával esik egybe. A lerakódás egyéb paraméterei: $\mu_l = \mu_0$, $\sigma_l = 58,1 \text{ MS/m}$ és $d_l = 0,08 \text{ mm}$. Az ábrán látható, hogy még ennek a viszonylag nagyméretű repedésnek a hatására is csak igen kis mértékben tér el a válaszelet értéke attól a közel konstans értéktől, amely a lerakódás jelenlétéből adódik azokban a vizsgálati pontokban, amelyekben a vizsgálófej középpontja a lerakódás feletti tartományban van. Az ECT mérések célja a repedésnek tulajdonítható kicsiny eltérés detektálása, ez az oka annak, hogy bevezettem a repedést jellemző ΔZ^c válaszelet is. Az ábrából az is érthető, hogy miért jelent nagy kihívást a lerakódással szennyezett felületekből kiinduló repedések detektálása. A 4.13. ábrán látható eredményt a 4.3.4. pontban bemutatott numerikus példák megoldásánál használt közelítő módszer segítségével számítottam ki.

A vizsgálótekeresbe indukált feszültségen túl – hasonlóan az előzőekben tárgyalt anyaghibákhoz – ECT válaszjel lehet még a lerakódás és a repedés jelenlétéből adódó mágneses tér változása is (ΔB^l). A fentiekkel összhangban ebben az esetben is értelmezhető a repedést jellemző mágneses indukció változása (ΔB^c). Ezeket a válaszjeleket számíthatjuk a másodlagos források ismeretében a diadikus Green-függvények segítségével, vagy a 2.1.2. pontban részletezett módon a (4.50) és (4.52) képletekből kiindulva.

4.3.3. Az integrálegyenletek egyszerűsítése

Az integrálegyenletek teljes szétcsatolása

Vegyük észre, hogy az elektromágneses tér (4.46) szerinti felbontásában az egyes tagok közül a beiktatott tér jelentősen nagyobb, mint a lerakódás és a repedés hatására létrejövő tér-perturbációk. Ezen utóbbiak döntően a forrásuk környezetében (az S_l , illetve az S_c környezetében) koncentrálódnak. A (4.47)-(4.49) integrálegyenlet jelentősen egyszerűsödik, ha feltételezhetjük, hogy

$$\int_{S_c} \vec{E}^l(\vec{r}) \cdot \hat{n}_c d\vec{r} \ll \int_{S_c} \vec{E}^i(\vec{r}) \cdot \hat{n}_c d\vec{r}, \quad (4.54)$$

$$\int_{S_l} |\vec{E}_t^c(\vec{r})| d\vec{r} \ll \int_{S_l} |\vec{E}_t^i(\vec{r})| d\vec{r}, \quad \int_{S_l} |\vec{H}_t^c(\vec{r})| d\vec{r} \ll \int_{S_l} |\vec{H}_t^i(\vec{r})| d\vec{r}. \quad (4.55)$$

Ebben az esetben a (4.47) és (4.48) egyenletek az $\vec{E}_t^c(\vec{r}) = 0$, $\vec{H}_t^c(\vec{r}) = 0$ ($\vec{r} \in S_l$) közelítéssel az egyedülálló lerakódást leíró integrálegyenleteket, a (4.49) pedig az $\vec{E}_t^l(\vec{r}) \cdot \hat{n}_c = 0$ ($\vec{r} \in S_c$) közelítéssel az egyedülálló repedést leíró integrálegyenletet adja. Ezek megoldásával az előzőekben már foglalkoztunk. A kapott eredmények segítségével a vizsgált elrendezés ECT válaszjele az egyedülálló lerakódás és az egyedülálló repedés válaszjeleinek összege lesz. A gyakorlatban ez a közelítés olyan esetekben használható, ha a repedés és a lerakódás egymástól aránylag távol helyezkedik el. Tipikusan ez az eset akkor, ha pl. a vizsgált fémlemez egyik oldalán található a lerakódás és a repedés a lemez másik oldalából indul ki, de nem nyúlik olyan mélyre, hogy a lerakódáshoz nagyon közel kerüljön. A tapasztalat alapján fél behatolási mélységnyi távolság már nagy távolságnak mondható ebből a szempontból.

Az integrálegyenletek részleges szétcsatolása

A másik lehetséges egyszerűsítése az egyenleteknek akkor is alkalmazható, amikor a repedés közel helyezkedik el a lerakódáshoz. Ebben az esetben a (4.54) feltétel már nem igaz (ekkor ugyanis a lerakódást leíró másodlagos forrás az S_c felülethez közel kerül, így az általa keltett $\vec{E}^l(\vec{r})$ tér integrálja az S_c felületre már összemérhető a beiktatott tér integráljával), de a (4.55) egyenlőtlenség még továbbra is fennállhat. Ez azért lehetséges, mert a lerakódás általában sokkal nagyobb tér-perturbációt hoz létre, mint a repedés (lásd a 4.13. ábrát, illetve vö. ismét a 3.5(b). és a 4.10(a). ábrákon látható eredményeket). Az ilyen esetekben az integrálegyenletek megoldása annyiban módosul, hogy első lépésben megoldjuk az egyedülálló lerakódásra vonatkozó integrálegyenletet (tehát megoldjuk (4.47), (4.48) egyenleteket $\vec{E}^c = 0$ és $\vec{H}^c = 0$ feltételezésével). Ezt követően meghatározzuk a kapott \vec{K}^e és \vec{K}^m által gerjesztett elektromos térvektor (\vec{E}^l) normális komponensét a repedés felületén. Ez jó közelítéssel megadja a lerakódás hatására létrejött tér-perturbációt a repedés felületén ($\vec{E}^l(\vec{r}) \cdot \hat{n}_c \approx \vec{E}^l(\vec{r}) \cdot \hat{n}_c$, $\vec{r} \in S_c$). Végül megoldjuk a (4.49) integrálegyenletet úgy, hogy abba az \vec{E}^l előzőleg megkapott \vec{E}^l közelítését helyettesítjük. Ez valójában az egyedülálló repedésre vonatkozó integrálegyenlet megoldását jelenti abban az esetben, amikor az integrálegyenlet gerjesztése a beiktatott térnek és a lerakódás hatására létrejövő tér-perturbáció közelítésének összege.

A leírt eljárást követve a számításokhoz – kevés módosítás után – használhatók a lerakódás és a repedés válaszjelének szimulációjára kidolgozott, az előzőekben bemutatott számítási módszerek. Az eljárás nagy előnye, hogy a lerakódásra és a repedésre vonatkozó integrálegyenletek egymás után

kerülnek megoldásra, így az ismeretlenek száma az egyes számításokban továbbra is alacsony marad. A közelítésből adódó pontatlanság a tapasztalatok szerint igen kicsi, ez gyakran összemérhető a (4.47)-(4.49) egyenletek elhanyagolások nélküli megoldásakor elkövetett – a feladat komplexitásából fakadó – numerikus pontatlansággal.

A repedésre vonatkozó peremfeltételek módosulása

A leírt közelítések alkalmazásával a repedés és a lerakódás egymáshoz viszonyított speciális elhelyezkedése esetén pontatlan eredményre jutunk. A hiba kiküszöböléséhez a repedésre vonatkozó peremfeltételeket módosítani kell akkor, ha a repedés peremének van olyan, a munkadarab felületén elhelyezkedő szakasza, amely részben, vagy teljesen érintkezik azzal a felülettel, amelyhez a lerakódás illeszkedik.

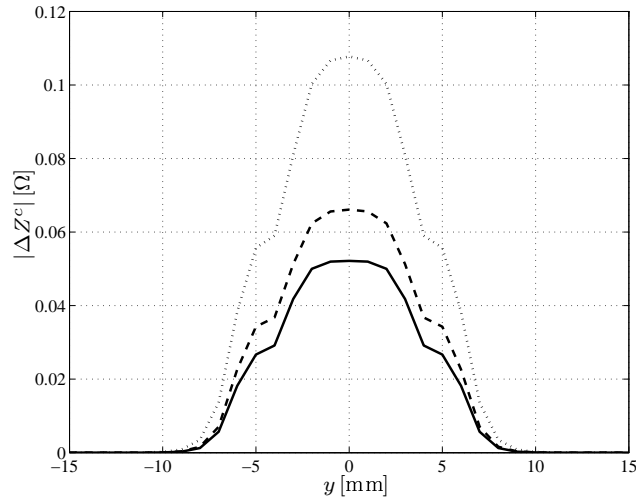
A hiba oka az, hogy az előbb tárgyalt mindkét közelítésnél végülis az egyedülálló repedésre vonatkozó integrálegyenletet oldjuk meg. Ebből adódóan mindig olyan konfigurációt vizsgálunk, amikor a repedés peremének a munkadarab felületén lévő szakaszán (ezt a szakaszt szokták a *repedés szájának* nevezni) és annak közvetlen környezetében az örvényáramok nem folyhatnak a munkadarab felületére merőlegesen. Ez szemléletesen azt jelenti, hogy az örvényáramok csak a repedés síkjával és a munkadarab felszínével párhuzamosan tudják a repedést megkerülni. Ezzel ellentétben, a repedés peremének a munkadarabban lévő szakaszainak közvetlen közelében, az S_c síkon kívüli pontokban az örvényáramoknak lehet a repedés síkjára merőleges komponense is.

Amikor a repedés szája (vagy annak egy szakasza) vezető anyagból lévő lerekódással szennyezett felületen található, akkor az örvényáramok a lerakódáson keresztül a repedés síkjára merőlegesen is folyhatnak, hasonló módon, mint ahogyan az a munkadarabban lévő perem esetében tapasztalható. Ebből a megfontolásból kiindulva, a repedés peremének ezen szakaszain a $\vec{p} = p\hat{n}_c$ dipólussűrűsége vonatkozóan ugyanazt a peremfeltételt írjuk elő, mint a repedés munkadarabban lévő peremeire. Így, a lerakódás és repedés együttes ECT válaszjelének a fenti közelítésekkel történő számításakor úgy kell megválasztani a p dipólus-sűrűséget közelítő függvény sor elemeit, hogy azok kielégítsék a $p(\vec{r}) = 0$ feltételt az $\vec{r} \in l_d$ görbe mentén, ahol l_d a repedés szájának azon szakasza, amely az S_l felületen (a munkadarab azon felületén, amelyhez a lerakódás illeszkedik) van. Természetesen ha a munkadarab felülete és a vezető lerakódás között valamilyen nagyon vékony szigetelő réteg található (pl. festék réteg vagy valamely más úton felvitt szigetelő réteg, esetleg nem vezető szennyeződés, stb.) a fenti peremfeltételt nem szabad előírni, ebben az esetben az egyedülálló repedésre vonatkozó megoldásban használt peremfeltételek változatlanul maradnak. A peremfeltételek leírt módon történő megváltoztatásának szükségességét – a fizikai szemléleten alapuló megfontolásokon túl – a bemutatandó numerikus példák is alátámasztják.

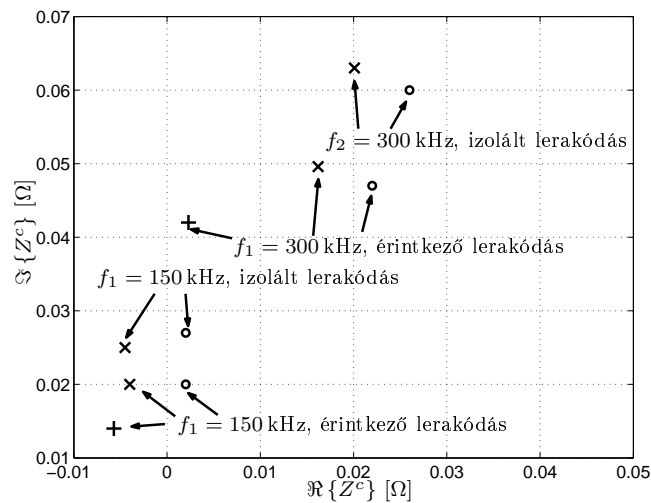
4.3.4. Numerikus példák

Elkészítettem egy számítógépes programot, amellyel kiszámítható a lemez alakú, nem mágneses munkadarabban lévő repedés és a lemez falán lévő, vékony lerakódás ECT válaszjele. A számításokhoz az előző pontban leírt két közelítő módszert használtam. Az eredmények bemutatásához egy olyan elrendezést vizsgáltam, amikor a lerakódás és a repedés szája ugyanazon, a vizsgálófejjel ellentétes oldalon van. Ez a gyakorlat szempontjából legérdekesebb elrendezés. A bemutatandó példában a vizsgálófej, a munkadarab és a repedés paraméterei megegyeznek az 5. tesztfeladat (3.1. táblázat a 45. oldalon) paramétereivel azzal a különbséggel, hogy a vizsgálófej áramának frekvenciája az egyik esetben $f_1 = 150$ kHz, a másik esetben pedig $f_2 = 300$ kHz. A lerakódás alakja egy 20 mm oldalhosszúságú négyzet, amely középpontja az y tengely mentén futó repedés középpontjával és az xy sík origójával esik egybe. A lerakódás egyéb paraméterei: $\mu_l = \mu_0$, $\sigma_l = 58,1$ MS/m és $d_l = 0,08$ mm.

A 4.14. ábrán $f_2 = 300$ kHz frekvenciájú gerjesztés esetén összehasonlítottam a különböző közelítésekkel számítható, ΔZ^c repedést jellemző válaszjeleket. Az első közelítő módszer eredményét az ábrán pontozott vonal jelöli, ez a független lerakódás és független repedés válaszjeleinek szuperpozíciójaként adódik (ebben az esetben ΔZ^c valójában a független repedés jele). A második, szaggatott vonallal jelölt eredményt úgy kaptam, hogy elhanyagoltam a repedés visszahatását a lerakódás jelére



4.14. ábra. ECT vizsgálófej repedést jellemző (ΔZ^c) válaszjele, a vizsgálófej középpontjának függvényében három különböző közelítés esetében: független anyaghibák közelítésekor (\cdots), a lerakódás repedésre vett hatásának figyelembevételével, amikor a lerakódás a munkadarabtól elektromosan izolált ($---$), illetve azzal elektromosan érintkező ($—$)



4.15. ábra. ECT vizsgálófej repedést jellemző (ΔZ^c) válaszjele, amikor a vizsgálófej középpontja az $x = 0$, $y = 0$ pontban van. Mérési eredmény (\circ), a számított közelítő eredmény (\times) és a [69] irodalomban közölt eredmény ($+$)

(4.55), de a lerakódás hatását a repedésre már – az előző pontban részletezett módon – közelítőleg figyelembe vettem. Ebben az esetben a peremfeltételeket nem módosítottam annak érdekében, hogy a lerakódásban folyó áramokat a repedés szájánál figyelembe vegyem, tehát ebben az esetben azt feltételeztem, hogy a lerakódás elektromosan izolált a munkadarabtól. A harmadik esetben, amelyet folytonos vonal jelöl az ábrán, az előző közelítés mellett még a repedés szájánál a lerakódásban folyó áramokat is figyelembe vettem, azaz a munkadarabbal elektromosan érintkező lerakódást feltételeztem. Az ábrából megérthető, hogy miért is jelent különösen nagy kihívást a gyakorlatban a vizsgált típusú repedések felderítése. Látható ugyanis, azon túl, hogy a lerakódás miatt egy zavaró válaszjel jelenik meg a mérésen, a lerakódás jelenlétéből adódó kölcsönhatás következtében magának a repedésnek a jele is csökken, így ennek detektálása valóban nehéz feladattá válik.

Az előzőekben már bemutatott 4.13. ábrán a vizsgált elrendezés ΔZ^{lc} jelét láthatjuk olyan közelítésben, amelyben a lerakódás hatását a repedésre figyelembe vettem és a lerakódást elektromosan

érintkezőnek tekintetem. Az ábrán látható válaszjelet a vizsgálófejnek a kérdéses felület feletti pásztázása során kaphatjuk.

Az irodalomból csak két olyan eredményt ismerek, amelyekkel az általam kapott számítási eredményeket érdemes összevetni. Az egyik a JSAEM (lásd a 3.2.1. pont) által koordinált mérés. Itt az általam is vizsgált elrendezés esetében, elektromosan izolált és érintkező lerakódásokra is megmérték a vizsgálófej centrális pozíciójában a ΔZ^{lc} és a repedés nélküli lerakódás esetében mérhető ΔZ^l jeleket. Ebből – a fenti megfontolások alapján – közelítőleg meghatározható a repedést jellemző jel: $\Delta Z^c \approx \Delta Z^{lc} - \Delta Z^l$. A másik összehasonlításra alkalmas eredményt a [69] irodalomban közölték, ahol végeselem módszerrel számították ki a repedés és az elektromosan érintkező lerakódás együttes válaszjelét. A közölt görbékből leolvasható a ΔZ^c repedést jellemző válaszjel. A 4.15. ábrán a leírt eredmények láthatók a komplex számsíkon jelölt pontokként. Itt a mért és a vizsgálófej centrális pozíciójában számított értékek vannak ábrázolva. Látható, hogy az általam bemutatott módszer jó közelítéssel megadja a mért eredményeket és tendenciájában is jól követi azokat. Látható az is, hogy a közelítésekkel kapott eredmény közelebb helyezkedik el a mért értékekhez, mint a közelítések nélkül kapott másik számítási eredmény. Ennek feltehetőleg az az oka, hogy a pontosabb modell alapján végzett számítások numerikus összetettségéből adódó hibája nagyobb az általam alkalmazott közelítések hibájánál.

A bemutatott példák alátámasztják azt, hogy a kidolgozott eljárás valóban használható vékony lerakódást és repedést tartalmazó munkadarabok ECT válaszjelének szimulációjára. Nagy előnye a módszernek, hogy a számítások gyorsak, így ezek alkalmazhatók pl. vizsgálófej tervezési, vagy anyaghiba-rekonstrukciós feladatok megoldására is.

4.4. Összegzés

A fejezetben leírt eredményeket az értekezés második tézisében fogalmaztam meg. A téziseket és azok rövid magyarázatát lásd a 6. fejezetben.

A fejezetben összefoglalt eredményeket megjelentető legjelentősebb publikációk a következők: [110, 111, 112, 113, 135]. A felsorolt publikációkra kapott ismert független hivatkozások száma: 7 (ezek közül SCI-ben jegyzett: 4).

A párhuzamos, felületi repedések válaszjelének szimulációjára kidolgozott módszer egy olyan – az ECT kutatásában feltehetőleg hamarosan nagyobb figyelmet keltő – tématerületet vizsgál, amely a valóságban előforduló összetett anyaghibák paramétereinek meghatározását célozza. A szimulációs eljárás alapuló rekonstrukciós módszer jól használható a párhuzamos repedés-csoportok jellemzőinek ECT mérések alapján történő meghatározására. Ez a témakör új lendületet akkor fog nyerni, amikor majd rendelkezésre állnak ismert geometriájú, összetett anyaghibák ECT válaszjelére vonatkozó mérések.

A kidolgozott módszernek a CIVA programcsomagba történő integrálása céljából elkészítettem a párhuzamos, felületi repedések válaszjelének szimulációjára alkalmas modul számításokat végző magját. Ez a CIVA programcsomag kísérleti változatába beépítésre került, a megvalósítást jelenleg a CEA munkatársai tesztelik.

A vizsgálandó munkadarab felületén található lerakódás válaszjelének szimulációjára – az általam kidolgozott módszerek felhasználásával – az LGEP kutatói a lerakódás anyagának és alakjának rekonstrukciójára alkalmas eljárást dolgoztak ki [88]. Ez a közös munka alapozta meg a kutatócsoportunk és az LGEP közötti gyümölcsöző együttműködést. Ezen együttműködés során a nálunk készült ECT fejlesztések olyan nemzetközi kutatási témák részeivé váltak, amelyek megcélzott végfelhasználói a roncsolásmentes anyagvizsgálati módszerek ipari alkalmazói.

Az összetett anyaghibákat vizsgáló kutatások egyik gyakorlati eredményeként egyszerű módszert dolgoztunk ki fémtárgyakba írt vonalkód ECT mérés segítségével történő kiolvasásához [136, 137]. Az eljárás készen áll arra, hogy alkalmazni lehessen a GVOP-AKF (Gazdasági versenyképesség operatív program, Alkalmazott kutatás-fejlesztés) pályázat keretében kidolgozott kiolvasó rendszerben, amely – az autóiparhoz kapcsolódóan – lézerrel a karosszéria-elemekbe égetett kódokkal hatékonyabbá teszi a logisztikát és a vagyónvédelmet.

5. fejezet

Anyaghiba rekonstrukcióra használható optimális adatbázis

A kvantitatív ECT egyik legfontosabb célja: olyan mérési eljárások és inverziós algoritmusok kidolgozása, amelyek segítségével meg lehet határozni a detektált anyaghibák paramétereit. A 3. és 4. fejezetekben tárgyalt eredmények ugyan a direkt probléma (adott konfiguráció esetében a válaszjel szimulációja) megoldását célozzák, ezen módszereknek mégis éppen az inverz probléma (anyaghiba rekonstrukciója, azaz adott mérési eredményhez tartozó anyaghiba paramétereinek meghatározása) megoldása szempontjából van nagy jelentőségük. Az előzőekben tárgyalt szimulációs eljárásokban közös, hogy azok rövid idő alatt képesek aránylag pontos megoldását adni a direkt problémának, így ezek jól használhatók az anyaghiba-rekonstrukciós problémák megoldásakor.

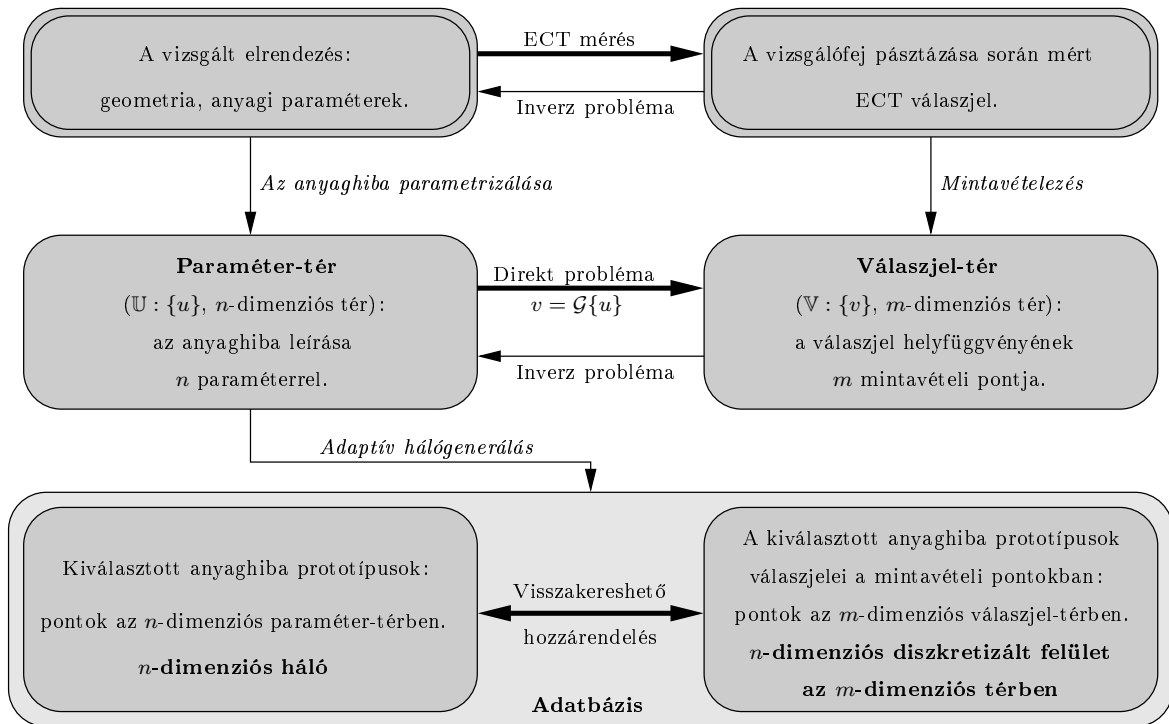
Az ECT inverz problémáinak megoldása leggyakrabban a direkt probléma többszöri – akár néhány ezerszer történő – megoldásán alapul. Így van ez pl. akkor, amikor az inverz probléma eredményét optimalizációs feladat megoldásaként keressük, ekkor ugyanis az anyaghiba paramétereinek értékeit változtatjuk egy optimalizációs eljárás segítségével úgy, hogy az anyaghiba számított válaszjele a legjobban hasonlítson a mért válaszjelre. Hasonlóan, sok direkt probléma megoldásán keresztül kaphatjuk meg a megoldását az inverz problémának, ha neurális hálózatot használunk az anyaghiba rekonstrukciójára. Ekkor a szimuláció a neurális hálózat betanításához szinte nélkülözhetetlen.

Az ECT mérésen alapuló anyaghiba-rekonstrukcióhoz előnyösen használhatók olyan adatbázisok, amelyek direkt problémák megoldásaként kapott válaszjeleket tartalmaznak. Ebben a fejezetben bemutatom azt az eljárást, amelyet olyan adatbázisok előállítására dolgoztam ki, amelyek bizonyos értelemben optimálisnak tekinthetők. A tárgyalásra kerülő módszer egy, az ECT irodalmában eddig ismeretlen megközelítést jelent a kapcsolódó inverz problémák kezelésének. Az optimális adatbázisok – a rekonstrukciós feladatok megoldásán túl – sokrétűen használhatók még arra is, hogy vizsgálatuk által hasznos információkat nyerjünk a kitűzött inverz problémával és annak megoldási korlátaival kapcsolatban.

A továbbiakban először az optimális adatbázis alapgondolatát és előállításának módját tárgyalom. Ezt követően egy konkrét mintapéldán keresztül illusztrálom az optimális adatbázis felépítését és tárgyalom annak inverz probléma megoldására történő alkalmazását. Szó lesz még arról is, hogy milyen információ nyerhető az inverz problémáról az adatbázis birtokában. A leírt eredményeket az értekezés harmadik téziseként (lásd 6. fejezet) fogalmaztam meg. A fejezet lezárásaként röviden megemlítem azokat az eredményeket, amelyeket az optimális adatbázis felhasználásával értünk el különböző – nem feltétlenül az ECT témaköréhez tartozó – inverz problémák megoldása terén. Ezen alkalmazásokat nem tekintem a tézis részének, mivel ezeket kollégáimmal és más intézetekkel együttműködve valósítottuk meg.

5.1. Az optimális adatbázis

Ebben az alfejezetben az optimális adatbázis fogalmának magyarázata után egy eljárást tárgyalok, amely segítségével azt elő lehet állítani. Az adatbázis létrehozása egy általános n -dimenziós,



5.1. ábra. Az ECT direkt és inverz problémáinak közelítése adatbázis segítségével

adaptív hálógeneráló eljárás alkalmazásával történik. A felhasznált hálógeneráló algoritmust Gyimóthy Szabolcs kollégám fejlesztette ki előzőleg más célokra [130]. Az 5.1. és az 5.2. alfejezetekben bemutatott eredményeket a [129] irodalomban publikáltuk. A cikkben közöltek a példaként bemutatott adatbázisok tényleges előállításán kívül az én eredményeimnek tekinthetők. Az adatbázisokat Gyimóthy Szabolcs generálta az általam írt, a direkt probléma megoldására használható program (ennek elméletét a 3. fejezetben tárgyaltam) és az ő általa írt hálógeneráló eljárás összekapcsolásával.

5.1.1. Az inverz probléma diszkrétizálása

Az ECT vizsgálatokhoz kapcsolódó direkt- és inverz problémák magyarázatát, valamint az anyaghida rekonstrukciójának egy lehetséges diszkrétizációját az 5.1. ábra szemlélteti. A valóságos mérési elrendezés és az ECT vizsgálat során kapott válaszjel között a mérés teremt kapcsolatot. A mért válaszjel szimulálható, ha a valóságos elrendezést valamely matematikai modell segítségével leírjuk. Ekkor az egyes, modellezett elemeket (vizsgálófej, munkadarab, anyaghida, stb.) geometriai és anyagjellemző paraméterekkel írjuk le. E paraméterek közül különös jelentőséggel bír az az n számú paraméter, amely az anyaghida leírására szolgál, mivel az anyaghida-rekonstrukciós folyamatban ezek értékét keressük úgy, hogy az elrendezés többi paraméterét (a vizsgálófej, a munkadarab, stb. paramétereit) ismertnek tekintjük. Az anyaghida n paramétere kifeszítenek egy n -dimenziós teret, ezt *paraméter-tér*nek fogjuk nevezni a továbbiakban. Az ECT mérés során a vizsgálófejet meghatározott módon mozgatják a munkadarab felett. E pásztázás alkalmával vehetjük fel a válaszjelnek a vizsgálófej pozíciójától függő helyfüggvényét. A fej m darab ismert pozíciójában (az ún. mérési pontokban) mintavételezzük ezt a válaszjel helyfüggvényt. Az m mérési pontban felvett válaszjelek egy m -dimenziós tér pontjainak tekinthetők, ezt a teret a *válaszjel-tér*nek nevezzük.

Amikor egy adott mérést szimulálunk, akkor a direkt probléma megoldásaként, a paraméter-térből eljutunk a válaszjel-térbe. Az inverz probléma a válaszjel-térből a paraméter-térbe való leképezést jelenti. Ennél általánosabban úgy is értelmezhető az inverz probléma, hogy az a mért ECT válaszjelből az anyaghida meghatározását jelenti (ebben az értelemben az inverz probléma része már a megfelelő anyaghida paraméterek definiálása is). Az inverz probléma megoldására nem állnak rendelkezésünkre olyan jellegű módszerek, mint amilyenek a direkt probléma megoldására ismertek.

Többek között azért sem állhat rendelkezésünkre ilyen, mert az inverz probléma többnyire nem is oldható meg egyértelműen.

A diszkretizált paraméter- és válaszjel-terek között egy visszakereshető hozzárendelést lehet teremteni, azáltal hogy létrehozunk egy adatbázist, amelyben adott paraméterrel rendelkező anyaghibák mérési pontokbeli válaszjeleit tároltuk. Ilyen adatbázist legegyszerűbben szimuláció segítségével lehet megalkotni, de elképzelhető olyan módszer is, amikor ismert anyaghibákkal rendelkező munkadarabokon végzett valóságos ECT mérések alkotják az adatbázis elemeit. Bárhogyan is hozzuk azt létre, az adatbázis az n -dimenziós paraméter-tér pontjait képezi le az m -dimenziós válaszjel-tér n -dimenziós alterének pontjaiba (alappal feltételezzük, hogy $n < m$).

A kulcskérdés az adatbázis létrehozásánál az, miként lehet azt úgy megalkotni, hogy annak felhasználásával az inverz problémát a kívánalmaknak megfelelően meg lehessen oldani. Másként megfogalmazva, a kérdés az, milyen paraméterekkel rendelkező anyaghiba prototípusok alkossák az adatbázist. A cél az, hogy minél kevesebb számú prototípussal minél pontosabb anyaghiba-rekonstrukciót lehessen végrehajtani.

5.1.2. Az optimális adatbázis megalkotása

Jelölje az \mathbb{U} paraméter-tér egy pontját $u = \{u^1, u^2, \dots, u^n\}$ és legyen $v = \{v^1, v^2, \dots, v^m\}$ a \mathbb{V} válaszjel-térnek azon pontja, amely az u paraméterekkel rendelkező anyaghibához tartozik. u^i ($i = 1, 2, \dots, n$) az anyaghiba paraméterei, v^i ($i = 1, 2, \dots, m$) pedig a válaszjel mérési pontokbeli értékei. A direkt probléma megoldását jelöljük a $\mathcal{G}\{\cdot\}$ operátorral. Ezek alapján a paraméter-térből a válaszjel-térbe történő leképezés a következő:

$$v = \mathcal{G}\{u\}, \quad u \in \mathbb{U}, \quad v \in \mathbb{V}. \quad (5.1)$$

Értelmezzük továbbá a válaszjel-térben lévő v_1 és v_2 pontok közötti távolságot a mérési pontokban lévő válaszjelek különbségének euklideszi normájaként: $\|v_1 - v_2\|$. Ezen távolság lehet pl. a megfelelő mérési pontokba vett válaszjelek különbségének négyzetes összege,

$$\|v_1 - v_2\| = \sqrt{\sum_{i=1}^m |v_1^i - v_2^i|^2}, \quad (5.2)$$

de a négyzetes normán kívül más normában is értelmezhető két pont távolsága a válaszjel-térben.

A jó adatbázis olyan, hogy annak pontjai kifeszítik a lehetséges anyaghiba paraméterek terét úgy, hogy a megkülönböztethető mérési eredményekhez más-más paraméterrel rendelkező anyaghiba tartozzon. Méréssel két anyaghiba akkor különböztethető meg, ha az azokhoz tartozó válaszjelek távolsága nagyobb a mérésnél várható hibánál, tehát v_1 és v_2 megkülönböztethető, ha

$$\|v_1 - v_2\| > \varrho, \quad (5.3)$$

ahol ϱ a mérés várható zaját jelenti. Ennek nagysága általában a mérés ismeretében megbecsülhető. Elképzelhető, hogy a mérés zaja nem adható meg egyszerűen a négyzetes normával, mivel az pl. függ a válaszjel nagyságától, esetleg a mérési pont helyétől, stb. Az ilyen jellegű zajokat is figyelembe lehet venni, ha a távolságot a méréshez illeszkedő módon definiáljuk (pl. mérési ponttól, válaszjel nagyságtól, stb. függően). Számunkra az a lényeges, hogy feltételezzük: hogy meg lehet adni azt a küszöböt, amely felett két mért jelet egymástól biztonsággal meg lehet különböztetni. Ezt a küszöböt fogjuk ezek után leegyszerűsítve a *mérés zajának* nevezni.

A mérési zajt igen rugalmasan lehet megfogalmazni azáltal, hogy a válaszjel-térben a távolság definícióját szabadon megadhatjuk a különböző alkalmazások kívánalmainak megfelelően. A mérési zajt érdemes nem csak a mérésre vonatkoztatva, hanem annál sokkal általánosabban értelmezni. A mérési zajba foglalhatjuk bele a fogalmilag más körbe tartozó bizonytalanságokat is, így pl. itt vehetjük figyelembe a szimuláció pontatlanságát is, ha zajnak azt a bizonytalanságot nevezzük, ami a mért jel és a szimuláció útján predikált jel között van. Talán célszerűbb lett volna már az

előzőekben is a *szimuláció és mérés közötti bizonytalanságnak*, vagy az *elfogadható hiba mértékének* hívni azt, amit eddig – és az egyszerűség kedvéért ezután is – *mérési zajnak* nevezek.

Induljunk ki az inverz probléma adatbázison alapuló megoldásának legegyszerűbb esetéből. Ekor az anyaghiba-rekonstrukció úgy történik, hogy a válaszjel-térben megkeressük a mért jelhez legközelebb eső pontot, majd ezen ponthoz tartozó anyaghiba paraméterek fogják leírni a keresett anyaghibát. E megoldást a *legközelebbi szomszéd* alapján történő rekonstrukciónak nevezzük. Másként is lehet egy adatbázis felhasználásával megoldani az inverz problémát, egyelőre azonban koncentráljunk a leírt módon való felhasználásra.

Az adatbázis létrehozására általam kidolgozott eljárás lényege, hogy a paraméter-teret kifeszítő pontok úgy legyenek megválasztva, hogy a szomszédos pontokban lévő anyaghiba prototípusokhoz tartozó válaszjelek távolsága egymástól közelítőleg a mérés zajának kétszeresével egyezzen meg. Az ilyen feltételeknek eleget tevő adatbázist a *legközelebbi szomszéd* alapján történő rekonstrukció szempontjából *optimálisnak* nevezzük. Azért optimális, mert minimális számú pont tárolásával érhető el vele a mérés alapján megtehető, legjobb rekonstrukció. Ha ugyanis kisebb lenne a távolság két pont között a zaj kétszeresénél, akkor egy v mérés középpontú, zaj nagyságával megegyező sugarú gömbbe több adatbázis pont is esne a válaszjel-térben. E pontok azonban a rekonstrukció szempontjából redundánsak lennének (ha a bizonytalanságot is figyelembe vesszük, nem lehet megmondani azt, hogy valójában a mérés melyik ponthoz van a legközelebb), így szükségtelenül sok pontot tárolna az adatbázis. Abban az esetben viszont, amikor két pont távolsága nagyobb a zaj kétszeresénél, a mérés által megengedett pontosságnál rosszabb felbontásban lehetne megtalálni a legközelebbi pontot.

A pontok távolságát valójában a válaszjel-tér n -dimenziós felületén kellene mérni, nem pedig az m -dimenziós válaszjel-térben. Mivel a távolságot a válaszjel-térben mérjük (hiszen az n -dimenziós felületen nagyon nehéz mérni a távolságot), az optimálisnak nevezett adatbázis nem lesz feltétlenül optimális az n -dimenziós felületen mért távolság esetében. A továbbiakban azonban azt feltételezzük, hogy az adatbázisban a pontok kellően sűrűn helyezkednek el, így a kétféle távolság közel egyenlő, tehát az adatbázist optimálisnak tekintjük mindkét esetben.

Az optimális adatbázist úgy lehet létrehozni, hogy az n -dimenziós paraméter-térben adaptív algoritmus segítségével generálunk egy n -dimenziós hálót. A háló sűrítésének leállási feltételéül pedig azt fogalmazzuk meg, hogy ne legyen olyan két pont a hálóban, amely egymástól való távolsága az m -dimenziós válaszjel-térben nagyobb, mint az előre megadott mérési zaj kétszerese.

A hálógenerálás menete nagy vonalakban a következő. Kijelöljük azt a hiper-kockát a paraméter-térben, amely magába foglalja a keresett anyaghibák paramétereinek tartományát. Ezután felvesszük a háló alap-pontjait, amelyek a hiper-kocka sarkaiban és azon belül meghatározott helyeken vannak. Ezt követően pedig élfelezéses algoritmus alapján addig növeljük a pontok számát a paraméter-térben, amíg el nem érjük a leállási feltételt. Ezen a módon természetesen nem kapunk szigorúan véve optimális adatbázist, mivel a szomszédos pontok távolsága a válaszjel-térben nem pontosan a zaj kétszerese, hanem mindenhol kisebb lesz a zaj kétszeresénél. Az adaptív algoritmus viszont biztosítja azt, hogy a távolságok a zaj kétszereséhez közel lesznek, hiszen nem kerül újabb pont azon pontok közé, amelyek már a zaj kétszeresénél közelebb vannak egymástól.

Nagyon hasznos, ha anizotrop hálót lehet generálni, mivel a különböző paraméterek sokszor nem összemérhetők (pl. egy repedés hosszát és vezetőképességét leíró paraméterek nem összemérhetők), így az erősen torzult elemek megjelenése a hálóban természetesnek mondható. Az egyes alkalmazásokhoz létrehozott adatbázisokat Gyimóthy Szabolcs kollégám, az általa írt, általános n -dimenziós, adaptív, anizotrop hálógeneráló [130] felhasználásával készítette el. A háló pontjainak meghatározásához szükséges direkt probléma megoldására az általam írt, a felületszerű repedés válaszjelének szimulációjára használható programot használtam.

A legközelebbi szomszéd alapján történő rekonstrukció szempontjából optimális adatbázishoz hasonlóan, lehet más rekonstrukciós eljárás szempontjából optimális adatbázist is generálni. Az ún. *elsőfokú interpoláción* alapuló rekonstrukciót úgy hajtjuk végre, hogy megkeressük a mért v pont környezetében lévő adatbázis pontokat a válaszjel-térben, majd ezen szomszédokra támaszkodó lineáris interpolációval meghatározott helyzetét a v pontnak visszavetítjük a paraméter-térbe, amivel

megkapjuk a keresett anyaghiba paramétereit. Adaptív háló generálással az előzőekhez hasonló módon olyan adatbázist is létre lehet hozni, amely az elsőfokú interpoláción alapuló rekonstrukció szempontjából optimális. Ilyenkor a háló sűrítésének leállási feltétele az, hogy a válaszjel-térben végzett lineáris interpolációval kapott \tilde{u} érték eltérése a direkt probléma megoldásával számítottétól kisebb legyen, mint az előre megadott mérési zaj. Az elsőfokú interpoláción alapuló rekonstrukció viszonylagos bonyolultsága mellett a hozzá tartozó optimális adatbázis sokkal kevesebb elemet tartalmaz, mint a legközelebbi szomszéd alapján történő rekonstrukcióhoz tartozó optimális adatbázis.

5.1.3. A módszer értékelése

Az ECT irodalmában adatbázist csak ritkán és általában igen speciális célból használnak anyaghiba-rekonstrukcióra. Ezekre az adatbázisokra jellemző, hogy azokat úgy hozzák létre, hogy a paraméterteret valamilyen egyszerű (gyakran megalapozatlan) stratégia szerint mintavételezik. A legtipikusabb eset az, amikor az egyes paraméterek tartományát egyenlő közökkel felosztják és az így adódó metszéspontokban számítják ki a válaszjeleket. Egy másik tipikus eset pl. az, amikor véltlenszerűen választanak ki előre megadott számú pontot a paraméter-térben. Ezekben a stratégiákban (és egyéb, az irodalomban ismert stratégiákban is) közös az, hogy nagyon nehéz bármit is mondani azzal kapcsolatban, hogy valójában milyen pontosság várható el a rekonstrukciós módszertől. Az inverz probléma megoldása szempontjából jelentős tényező a bemenő adatok, azaz a mérés bizonytalansága, illetve az, hogy a bemenő adatok alapján melyek azok a paraméterek, amelyek még megkülönböztethetők. Az irodalomból ismert módszerek esetében ez az információ nem játszik szerepet az adatbázis létrehozásánál.

Az általam kidolgozott módszer előnye, hogy az olyan adatbázist eredményez, amelyben az anyaghiba prototípusokhoz tartozó pontok a válaszjel-térnek n -dimenziós alterét osztják fel egyenletesen. Ebből adódóan a mérés által meghatározott maximális pontosságot lehet elérni a rekonstrukció során. Az inverz probléma ilyen módon való megközelítése teljesen új az ECT irodalmában. A válaszjel-térben a pontoknak a kívánalomnak megfelelő (megközelítőleg) egyenletes eloszlása a bemutatott módon, adaptív algoritmus felhasználásával érhető el.

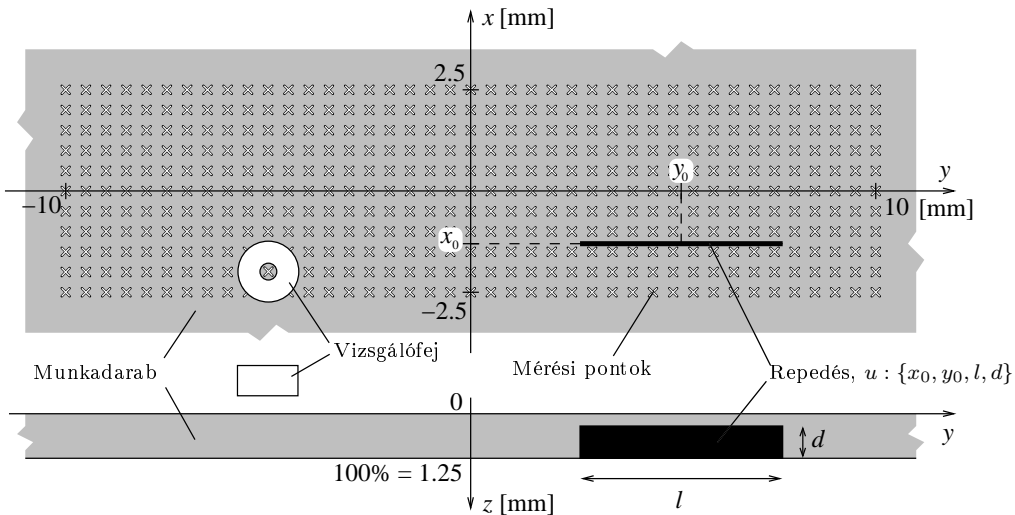
A javasolt elgondolás alapján létrehozott adatbázis jól megfogható szempontoknak megfelelően optimális, így – azon túl, hogy nem tartalmaz a szükségesnél több pontot – még az is az előnye, hogy maga az adatbázis is információval bír az inverz problémára vonatkozóan. Ezzel a kérdéssel az 5.2. pontban bemutatandó példa keretében röviden még foglalkozom.

Igen kedvező tulajdonsága az adatbázisnak, hogy annak generálása során a kezünkben van egy paraméter, a mérési zaj, amely által a kész adatbázisban megfelelően tükröződik a mérés megbízhatóságára vonatkozó információ is.

Az optimális adatbázis értelmezhető úgy is, mint az – iparban gyakran használt – kalibrációs görbék bonyolultabb esetekre való kiterjesztése. A kalibrációs görbék általában tapasztalati (kísérleti) úton előállított görbék, amelyek segítségével nagyon egyszerű (egy-két paraméterrel leírt) anyaghibák paramétereit lehet meghatározni bizonyos mérési pontokban vett válaszjel értékekből. Az optimális adatbázis ugyanezen célra és hasonló módon használható, a lényegi különbség az, hogy az anyaghiba paraméterek és a mérési pontok száma több lehet. Ezen analógia alapján feltételezem, hogy az optimális adatbázison alapuló anyaghiba-rekonstrukció – a kalibrációs görbékhez hasonlóan – kedvelt eljárás lesz majd ipari felhasználók számára.

Az adatbázis alkalmas természetesen a direkt probléma közelítő megoldására is ha pl. a tetszőleges paraméterekkel rendelkező anyaghiba válaszjelét a környékbeli pontok alapján történő interpolációval számítjuk ki (ennél jobb válaszjel predikciót is lehet adni más módon, ilyen módszerekről említést teszek az 5.3. pontban). Ebből adódóan a direkt probléma ún. *emulációjára* is alkalmas az adatbázis.

Látható tehát, hogy az adatbázis egy, jól meghatározott pontosságon belül úgy használható, mint egy virtuális ECT vizsgálat. Így elképzelhető az, hogy különböző mérések által, különböző munkadarabokban lévő különféle anyaghibák felderítését célzó virtuális ECT méréseket egy-egy – egységes formátumú – adatbázissal adunk meg. Ezek az adatbázisok kezelhetők egységes számítógépes felületen keresztül, így az ECT mérés fejlesztésével foglalkozó szakembernek csak ezt a könnyen



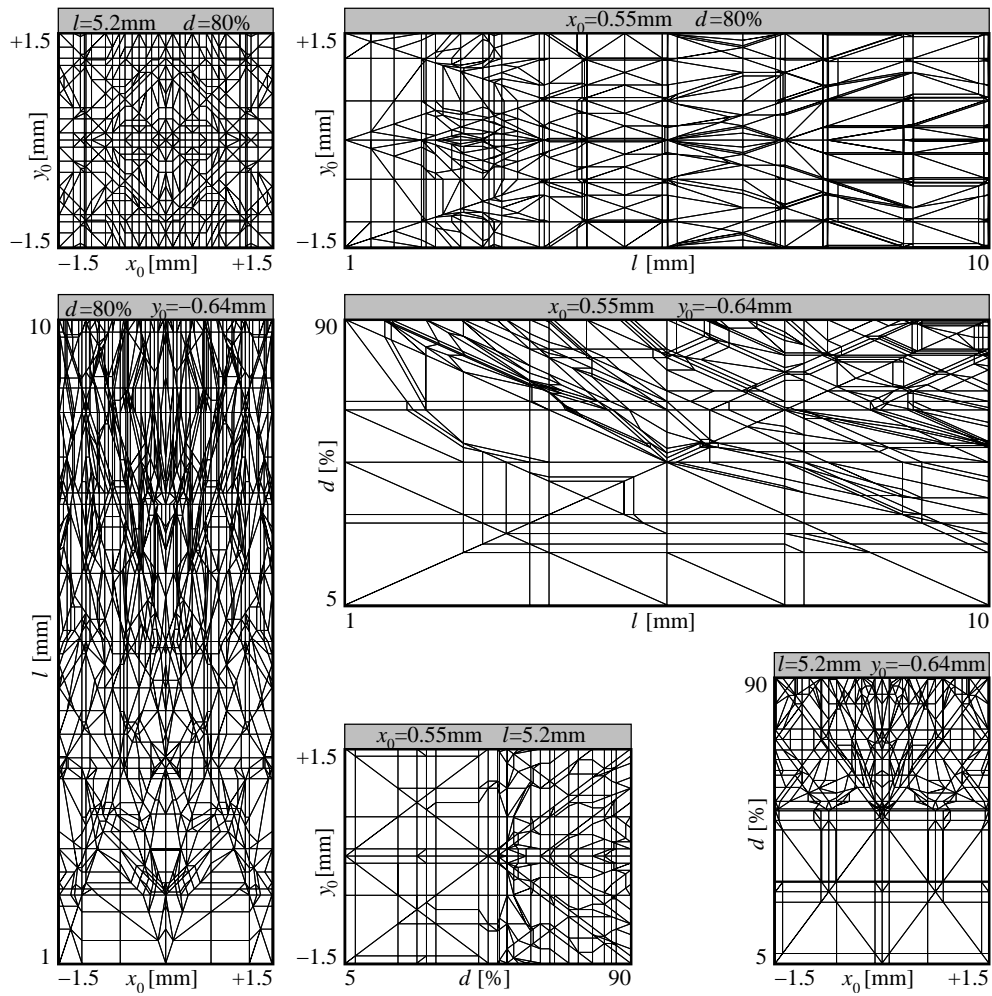
5.2. ábra. A vizsgált elrendezés

használható felületet kell ismernie ahhoz, hogy ki tudja használni a mérések szimulációjából adódó összes előnyt. Mindezt megteheti anélkül, hogy értenie kellene pl. az elektromágneses térszámítás részleteit vagy az inverz problémák elméletét. Magát az adatbázis létrehozását nem kell a méréssel foglalkozó szakembernek elvégeznie, ezt a feladatot egy szimulációban és a térszámító szoftverek felhasználásában jártas szakember látja el. Úgy gondolom, hogy a kvantitatív ECT elterjesztését nagyban segítené az, ha az egyes, konkrét eseteket modellező, virtuális mérések eredményei – az előbb elmondott módon – egy adatbázis formájában jutnának el az ipari felhasználókhoz. Így – az optimális adatbázis felhasználásával – az ECT mérések fejlesztésének egy újfajta eszközét lehetne elterjeszteni.

5.2. Demonstrációs példa optimális adatbázisra és annak felhasználására

A bemutatásra kerülő példában a 2. tesztfeladat (lásd a 3.1. táblázatot a 45. oldalon) elrendezéséből indulunk ki azzal a különbséggel, hogy az OD repedés l hosszát, d mélységét és középpontjának x_0 és y_0 koordinátáit tekintjük a repedés paramétereinek. A d paramétert a szokásoknak megfelelően a repedés mélységének a lemez vastagságához viszonyított arányának százalékban kifejezett értékeként adjuk meg (pl. $d = 40\%$ egy 0,5 mm mély repedést jelent a vizsgált 1,25 mm vastag lemez esetében). A vizsgált konfigurációt, az anyaghibát leíró paraméterek jelentését, valamint a 451 mérési pont helyét az 5.2. ábra mutatja. A négydimenziós paraméter-térben vizsgált hiper-kocka adatai, azaz a paraméterek feltételezett tartománya a következő: $-1,5 \text{ mm} < x_0 < 1,5 \text{ mm}$, $-1,5 \text{ mm} < y_0 < 1,5 \text{ mm}$, $1 \text{ mm} < l < 10 \text{ mm}$, $5\% < d < 90\%$. Az így behatárolt paraméterek terének kifesztésére készül az optimális adatbázis.

A négydimenziós háló egyes kétdimenziós metszetei láthatók az 5.3. ábrán. Az egyes metszetek úgy készülnek, hogy két paramétert a négy közül állandónak választunk. Az ábrán látható metszetek esetében az állandónak tekintett paraméterek értékei közvetlenül a háló felett találhatóak. Az 5.3. ábrát megvizsgálva az inverz problémára vonatkozóan pl. a következő megállapításokat tehetjük. Az x_0 és y_0 paramétereket azok teljes tartományában közelítőleg azonos pontossággal lehet rekonstruálni, mivel l és d állandó értékei mellett kapott hálókban a pontok eloszlása egyenletes. Ezzel szemben az l és d paraméterekről az mondható el, hogy azok értéke sokkal pontosabban visszaállítható ha l vagy d a rájuk vonatkozó tartomány felső részében van (értékük nagy). Ez abból látszik, hogy azok a hálók, amelyeknél l és/vagy d nem állandó, a nagyobb l és d értékekhez tartozó tartományban a háló sokkal sűrűbb, mint a kisebb l és d értékekhez tartozó tartományban. Általában igaz az, hogy

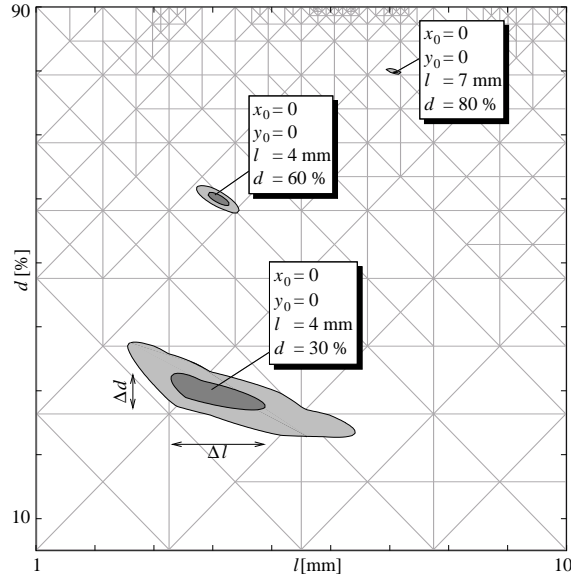


5.3. ábra. A négydimenziós adatbázis néhány kétdimenziós metszete

azon mérési zaj esetében, amelyet az adatbázis létrehozásához használtunk, az egyes paraméterek rekonstrukciójának pontosságát a paraméter-tér egyes tarományában, a háló pontjainak távolsága határozza meg. Ez az információ igen fontos a gyakorlatban, és ez egyike azon hasznos információk közül, amelyeket az optimális adatbázis alapján a vizsgált inverz problémára vonatkozóan meg lehet állapítani.

A következő példákat – annak érdekében, hogy azokat jobban lehessen szemléltetni – egy kétdimenziós adatbázis segítségével mutatom be. Ebben az adatbázisban a paraméter-teret a repedés l hossza és d mélysége feszíti ki. Az előzőekben használt másik két paraméter értékét $x_0 = 0$ és $y_0 = 0$ értékeken rögzítettük. Elkészítettünk egy elsőfokú interpoláción alapuló rekonstrukció szempontjából optimális adatbázist, amelyhez adaptív, izotrop hálógeneráló eljárást és az (5.2) távolság definíciót használtuk. Az adatbázist bemutató háló az 5.4. ábrán látható. Eszrevehető, hogy ezen adatbázis viszonylag kevés pontból áll, összevetve pl. az előző, négydimenziós adatbázis egyik x_0 , y_0 állandó melletti metszetével. Ennek oka, hogy az elsőfokú interpoláció miatt sokkal kevesebb repedés prototípussal felosztható a válaszjel-tér a kívánt pontossággal.

Az 5.4. ábrán három, különböző repedés rekonstrukciójának az eredményeit láthatjuk. Mivel megfelelő mérési adat nem áll rendelkezésemre, a bemutatott példákban a mért v_e válaszjeleket számítással szimuláltam, így vegyük figyelembe, hogy a számítások és a mérések közötti eltérésekből adódó problémák demonstrálására nem alkalmasak a példák. A cél viszont nem is a rekonstrukció pontosságának vizsgálata, hanem az optimális adatbázis felhasználási lehetőségeinek bemutatása. Megkerestük azt a pontot a – háló pontjaival és az azok közötti interpolációval leírt – válaszjel-térben, amely eltérése az egyes repedéshez tartozó v_e válaszjelektől minimális, ezt a pontot v_0 jelöli.



5.4. ábra. Három repedés rekonstrukciójának eredménye, a minimumok körül lévő folt a rekonstrukció bizonytalanságát jelöli (a sötétebb és a világosabb foltok az egyszeres és a kétszeres mérési zaj által meghatározott környezetet jelölik)

A v_0 ponthoz a paraméter-térben az u_0 pont tartozik. Ezek után meghatároztuk azon u pontok tartományát, amelyekhez tartozó v pontokra igaz, hogy

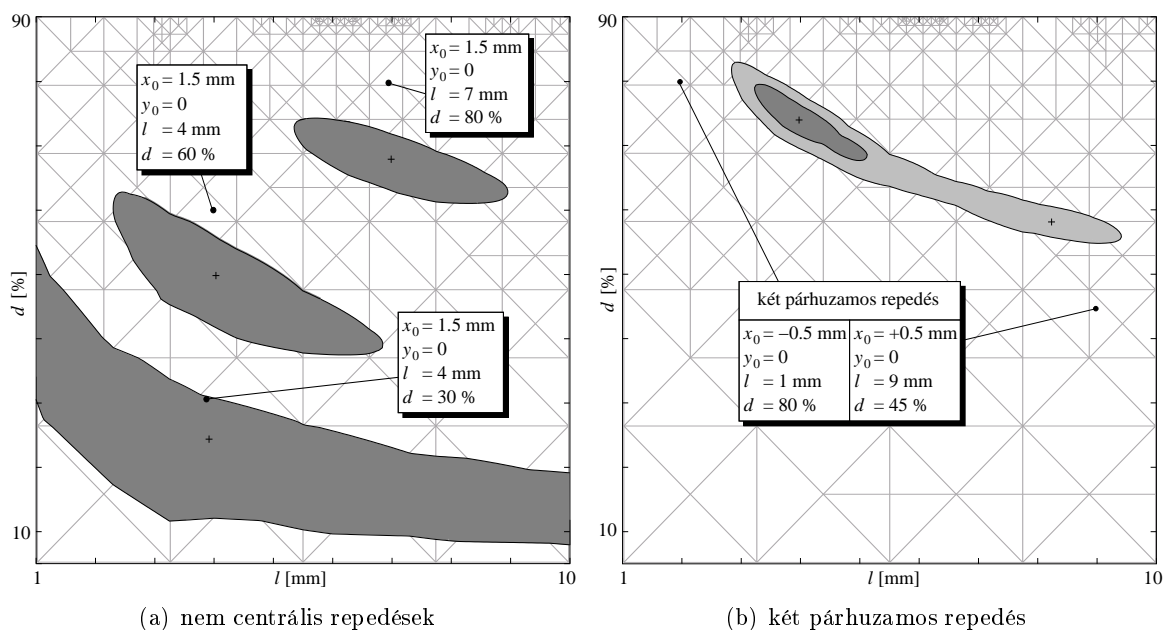
$$\|v - v_e\| - \|v_0 - v_e\| < k\varrho, \quad (5.4)$$

ahol ϱ az előre megadott mérési zajt jelöli. Az 5.4. ábrán a sötétebb és világosabb tartományok jelölik a $k = 1$ és $k = 2$ választásához tartozó u pontok tartományát (a világosabbnak természetesen része a sötétebb tartomány). Az egyes repedésekhez tartozó foltok méretei a hossz és mélység paraméterek Δl és Δd bizonytalanságát adják (a világosabb tartomány a bizonytalanság szempontjából lényegtelen, azt csak a szemléletesség kedvéért ábrázoltam). E vizsgálat során is azt tapasztaltuk, hogy a nagyobb repedések paraméterei sokkal pontosabban meghatározhatók, mint a kisebbeké.

Anyaghiba-rekonstrukciós feladatok megoldásakor gyakran előfordul az az eset, hogy olyan repedést szeretnénk jellemezni, amelyet az általunk az anyaghiba leírására használt paraméterekkel nem lehet pontosan megadni. Felmerülhet a kérdés, hogy ilyenkor mekkora lehet a hibája a rekonstrukciós eljárásnak. Két egyszerű példával szemléltetem, miként lehet erre a kérdésre az optimális adatbázis felhasználásával választ adni. A következőkben továbbra is ugyanazt az adatbázist használok, melyet az 5.4. ábrán bemutatott példában.

Az első esetben olyan repedések hossz és mélység paramétereit keressük, amelyek középpontja nem az adatbázisunk létrehozásakor feltételezett $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ pontban van. A rekonstrukció eredményét az 5.5(a). ábra szemlélteti, ahol a pontok a repedések paramétereinek tényleges helyét jelölik. A kereszttek azoknak az u_0 pontoknak megfelelő helyeket jelölik a paraméter-térben, amelyek az egyes – nem origó középpontú – repedések esetében mért válaszjel értékekhez a legközelebb vannak a válaszjel-térben, ezeket a pontokat tekinthetjük a rekonstrukció eredményének. A sötét foltokkal fedett területekhez tartozó válaszjel értékekre igaz az (5.4) egyenlőtlenség $k = 1$ választásával, így ez a folt a rekonstrukció bizonytalanságát jelöli. Látható, hogy a legnagyobb gondot szinte nem is az jelenti, hogy a rekonstruált paraméterek messze esnek a valódi értékektől (a repedés becsült mélysége kisebb a valóságosnál), hanem az, hogy nagyon nagy a bizonytalansága a rekonstrukciónak. Ezzel a példával tehát azt mutattam be, hogy miként lehet az adatbázist arra használni, hogy meg tudjuk becsülni annak hibáját, ha egy adottnak tekintett paraméter eltér a valóságban ezen (esetünkben $x_0 = 0$) értéktől.

Második esetként tekintsünk két különböző, egymással párhuzamos repedés feletti pásztázás során mért válaszjelet. A repedések paraméterei és a rekonstrukció eredménye az 5.5(b). ábrán



5.5. ábra. Olyan repedések rekonstrukciójának eredményei, amelyek nem írhatók le az adatbázis generálásához figyelembe vett paraméterekkel

láthatók. Ebben az esetben a mért és az adatbázisban tárolt válaszjelek távolságát leíró függvénynek két lokális minimuma van, ezeket kereszt jelöli az ábrán. A baloldali lokális minimum a kisebb, ezért ez jelöli a v_0 értékhez tartozó ekvivalens repedés u_0 paramétereit. Felrajzoltuk azon paraméterek tartományát is, amelyekhez tartozó v válaszjelekre fennáll az (5.4) egyenlőtlenség ($k = 1$ és $k = 2$ választásával a sötétebb és a világosabb foltokat kapjuk). Az ábrán látható pontok pedig a két repedés paramétereit jelölik. Nyilvánvaló, hogy a két párhuzamos repedés paraméterei nem visszaállíthatók a feltételezett paraméterekkel, mégis a vizsgálódás eredményeként megkapjuk azt, hogy melyek azon egyszeres, origó középpontú repedés u_0 paraméterei, amely ekvivalens repedésként adódik a rekonstrukció során. A foltok vizsgálatával megtudhatjuk még azt is, hogy ezen ekvivalens repedés milyen bizonytalansággal kapható meg. Annak eldöntése, hogy az elvégzett rekonstrukció eredménye elfogadható-e egy konkrét ECT vizsgálat során, csak a vizsgálat céljainak ismeretében dönthető el. Az optimális adatbázis segítséget nyújt ahhoz, hogy a várható eredményt és annak bizonytalanságát modellezni lehessen.

Az optimális adatbázis elvben még használható arra is, hogy segítségével megfelelő paramétereket lehessen találni adott ECT vizsgálatnál keresett anyaghibák leírásához. Tegyük fel, hogy ismert mérési zaj mellett elkészítjük a vizsgálatához tartozó optimális adatbázist úgy, hogy n_1 paramétert választunk az anyaghiba leírásához. Növeljük az anyaghibát leíró paraméterek számát n_2 -re. Amennyiben az ezen második modellhez tartozó optimális adatbázis nem tartalmaz lényegesen több pontot, mint az n_1 paraméterhez tartozó, akkor arra következtethetünk, hogy a mérés pontossága nem teszi lehetővé azt, hogy az n_2 paraméternek megfelelő, részletesebb anyaghiba leírással pontosabb rekonstrukciót lehessen végrehajtani. Ilyen esetekben nincs értelme a paraméterek számának növelésének, hiszen maga a mérés bizonytalansága korlátozza a rekonstrukció minőségét. Az optimális adatbázis tehát arra is használható, hogy az inverz problémának a méréshez és a szimulációhoz igazodó parametrizálását segítse.

5.3. Összegzés és az optimális adatbázis további felhasználásai

A fejezetben leírt eredményeket az értekezés harmadik tézisében fogalmaztam meg. A téziseket és azok rövid magyarázatát lásd a 6. fejezetben. A tézisben megfogalmazott eredményekhez szorosan kapcsolódó jelentősebb publikációk a következők: [128, 129, 131].

A kidolgozott anyaghiba-rekonstrukciós eljárás aránylag rövid múltra tekint vissza (az első konferencia publikáció 2004-ben jelent meg), de már az eddigiekben is élénk érdeklődés mutatkozott a téma iránt. Az LGEP és az LSS-SUPÉLEC munkatársaival több kapcsolódó témában is aktívan együttműködünk, ennek eredményeit a később megemlítésre kerülő publikációk kapcsán mutatom be. A CEA kutatóival is elindult egy szoros együttműködés, amely szintén az optimális adatbázison alapuló anyaghiba-rekonstrukció további kutatását és ipari hasznosítását célozza.

Az együttműködéseket abban az időszakban alapoztam meg, amikor 2002-ben egy hónapig vendégprofesszor voltam az LGEP-ben és 2003-2005. időszakban kétszer öthónapos vendégkutatói állást töltöttem be az LSS-SUPÉLEC-ben. Az optimális adatbázis felhasználására koncentráló együttműködés keretében Gyimóthy Szabolcs 2007-ben egyhónapos vendégprofesszori meghívását kapott a SUPÉLEC-be. Egy, általam konzultált, diplomázó hallgató, Bilicz Sándor pedig a SUPÉLEC meghívása alapján végezte ott a diplomatervező félévét 2008. tavaszán. Bilicz Sándor tanulmányai közös BME-SUPÉLEC doktori képzés keretében folytatódik 2008. szeptemberétől. A tervezett doktori téma az optimális adatbázis alapján történő anyaghiba-rekonstrukció.

Az optimális adatbázis – a fentebb bemutatott ECT alkalmazáson kívül – más területeken is használható, illetve a leírt módszeren kívül az számos más módon is használható inverz problémák megoldására. Munkatársaimmal és a külföldi együttműködő partnerekkel (LGEP és LSS-SUPÉLEC) együtt, több területen is kutatásokat indítottunk annak érdekében, hogy a témakört kiszélesítsük. A kutatások első, biztató eredményei már megszülettek, ezeket a továbbiakban röviden vázolom annak érdekében, hogy a tézisben megfogalmazott eredmény felhasználhatóságát és jelentőségét alátámasszam. A bemutatásra kerülő eredmények létrehozásában ugyan én is részt vettem, azok azonban jelentős részben a társszerzők eredményei, így ezeket nem tekintem a tézis részének.

Az adatbázison alapuló rekonstrukciós módszert sikeresen alkalmaztuk a porózus szilíciumból készülő eszközök anyagi paramétereinek mérések útján történő meghatározására [133]. Egy másik alkalmazásban (az LGEP-vel együttműködve) szigetelő anyagok nagyfrekvenciás elektromágneses paramétereit határoztuk meg [160].

Az optimális adatbázist használtuk (szintén az LGEP-vel együttműködve) az anyaghiba-rekonstrukciós célokra létrehozott neurális hálózatok betanítására. A neurális hálózatok betanítását elvégeztük egy olyan adatbázissal is, amely ugyanannyi elemet tartalmazott, mint az optimális adatbázis, csak annak pontjait – a szokásos módon – a paraméter-tér egyenletes felosztásával kaptuk. A kétféle úton betanított neurális hálózat rekonstrukciós teljesítményét összevetettük. Azt tapasztaltuk, hogy abban az esetben, amikor a tesztelésre használt adatokat a betanításra használt szimulációs módszerrel hoztuk létre, a két hálózat azonosan kicsi hibával határozta meg az anyaghiba paramétereit. Abban az esetben viszont, amikor a szimulált mérési adatokhoz különböző szintű véletlen zajt adtunk, az optimális adatbázissal betanított hálózat sokkal jobb eredménnyel tudta az anyaghiba paramétereit visszaállítani. Ez a vizsgálat azt bizonyítja, hogy az optimális adatbázis alkalmasabb a neurális hálózatok betanítására, mint azok az adatbázisok, amelyeket napjainkban használnak erre a célra. A leírt eredményeket a [132] publikációban közöltük.

Az optimális adatbázis, mint ahogyan azt az 5.1. pontban említettem, használható a direkt probléma megoldására is, így alapja lehet a direkt probléma egy gyors emulátorának. Diplomatervében Bilicz Sándor egy olyan, statisztikai alapon nyugvó módszerrel is foglalkozott, amely segítségével az adatbázis pontjain nyugvó hatékony interpolációt lehet megvalósítani [161]. Az interpoláción alapuló rekonstrukciós eljárást nemzetközi konferencián is közölni fogja [162].

Gyimóthy Szabolcs vezetésével kutatások folynak arra vonatkozóan, hogy miként lehetne az adatbázis létrehozására használható, az eddigiekben alkalmazottnál kedvezőbb tulajdonságokkal bíró eljárást kidolgozni. Ezen kutatások első eredményeit egy konferencián fogjuk közölni [163].

6. fejezet

Az értekezés eredményeinek tézisszerű összefoglalása

Az 1. tézis és annak rövid magyarázata

Számítási eljárásokat dolgoztam ki elektromosan vezető, lemez alakú, nem mágneses testekben található, meghatározott geometriájú repedés detektálását célzó örvényáramú roncsolásmentes vizsgálatok szimulációjára. A módszer felhasználásával eljárást dolgoztam ki a Fluxet típusú mérőfej inhomogén mágneses térbeli kalibrációjára. (A tézis részletes kifejtése a 3. fejezetben olvasható.)

- 1.1. Új módszert dolgoztam ki elektromosan vezető, nem mágneses anyagú, lemez alakú tárgyakban elhelyezkedő, a lemez felületére merőleges síkban lévő, téglalap alakú repedés örvényáramú vizsgálófejjel kapott válaszjelének számítására. Az eljárás a repedés és az örvényáramú vizsgálófej elektromágneses egymásrahatását leíró integrálegyenlet globális közelítő függvények alkalmazásával történő megoldásán alapul. Az integrálegyenlet ismeretlenjét olyan szinuszos függvényekkel fejtettem sorba, amelyek kielégítik az ismeretlenre vonatkozó peremfeltételeket. Az alkalmazott eljárás előnye, hogy nagyon gyors, pontos és numerikusan stabilis, valamint az is, hogy lehetőséget ad a megoldás hibájának becslésére. E tulajdonságai alapján a módszer különösen jól alkalmazható örvényáramú anyagvizsgálati eljárások szimulációjára kifejlesztett kereskedelmi célokra készülő szoftverekben.
- 1.2. Kifejlesztettem egy moduláris környezetet, amely segítségével különböző, általánosan alkalmazott számítási módszert lehet összekapcsolni annak érdekében, hogy hatékonyabban lehessen egyes örvényáramú anyagvizsgálati problémákat szimulálni. A moduláris számítási környezet módot ad arra, hogy különböző módszereket és különböző közelítéseket lehessen használni a vizsgálófej beiktatott terének és az anyaghiba visszahatásának szimulációjára. A kidolgozott moduláris környezet egyik megvalósításaként – nemzetközi együttműködés keretében – létrehoztuk azt a szoftvert, amely végeselem módszert használ az örvényáramú fej terének számítására, és az integrálegyenleten alapuló módszert használja a felületszerű repedés visszahatásának szimulációjára. A megvalósításnál az LGEP (Laboratoire de Génie Electrique de Paris) kutatóintézet munkatársai, Yann Le Bihan vezetésével végezték a végeselem számításokat, az általam definiált moduláris rendszer programozásának jelentős részét és a számítási eredmények verifikálásához szükséges, kiterjedt kísérleti munkát. Az én feladatom a moduláris számítási környezet definiálása, a repedés visszahatásának szimulációjához szükséges számítások elvégzése és a repedések válaszjelének meghatározása volt. A kifejlesztett szoftvert nagyon hatékonyan alkalmaztuk lemez alakú munkadarabban található, apró repedések, összetett geometriájú vizsgálófejek által mért válaszjelének szimulációjára.
- 1.3. Elektromágneses térszámításon alapuló módszert dolgoztam ki örvényáramú mérőfejekben található, a lineáris tartományukban működő, véges méretű mágneses szenzorok erősen inhomogén térben történő kalibrálására. A kalibráció célja, hogy az adott szenzor használható legyen kvantitatív örvényáramú anyagvizsgálati mérésekre. A kidolgozott módszert alkalmaztam a

Fluxset típusú mérőfej kalibrálására. A kalibrációhoz szükséges kísérleti munkát az MTA-MFA munkatársai: Gasparics Antal és Vértessy Gábor végezték.

A 2. tétel és annak rövid magyarázata

Numerikus modelleket és számítási eljárásokat dolgoztam ki elektromosan vezető, nem mágneses testekben található, több párhuzamos repedésből álló anyaghiba csoport, valamint vékony felületi lerakódások detektálását célzó örvényáramú roncsolásmentes vizsgálatok szimulációjára. (A tétel részletes kifejtése a 4. fejezetben olvasható.)

- 2.1. Az egyszeres felületszerű repedés integrálegyenleten alapuló modelljének általánosításával egy modellt dolgoztam ki, amely alkalmas a nem mágneses, vezető anyagokban lévő, több repedésből álló anyaghiba csoport elektromágneses terének szimulációjára. A felírt integrálegyenlet megoldására számítási módszert dolgoztam ki, amellyel lemez alakú munkadarabban lévő, a lemez felületére merőleges síkokban elhelyezkedő, téglalap alakú, egymással párhuzamos repedések örvényáramú vizsgálattal kapott válaszjelét lehet szimulálni. A kapott eredmények felhasználásával vizsgáltam a szimulációs eljárásban feltételezett típusú repedésekből álló anyaghiba csoportok mérési adatokból történő rekonstrukciójának lehetőségeit.
- 2.2. Modellt dolgoztam ki a munkadarabok falán található, vezető anyagból keletkezett, vékony lerakódás által keltett, örvényáramú válaszjel kiszámítására. A lerakódás anyaga tetszőleges lineáris vezető és mágneses anyag lehet. A modell alkalmazhatóságát, nem mágneses, vezető lemezen található, vékony lerakódás örvényáramú válaszjelének szimulációjára írt program eredményeivel demonstráltam.
- 2.3. Közelítő számítási eljárást dolgoztam ki, amellyel nagyon hatékonyan szimulálható a gyakorlatban fontos szerepet játszó azon elrendezés örvényáramú válaszjele, ahol a vizsgált munkadarabban a vékony lerakódással szennyezett felületből kiindulva, repedés is található. A számításokat vékony lerakódással szennyezett, nem mágneses, vezető lemezben található, a lemez felületére merőleges síkban lévő repedés örvényáramú válaszjelének szimulációjával demonstráltam.

A kidolgozott modellek és számítási eljárások hatékonyságuknak köszönhetően különösen jól használhatók örvényáramú vizsgálófejek tervezéséhez, illetve optimalizáción alapuló rekonstrukciós eljárásokban történő alkalmazásokban. Az 2.2. pontban említett, szinuszos gerjesztésre kidolgozott számításokat – azok gyorsaságának köszönhetően – ki tudtam terjeszteni impulzus gerjesztésű anyagvizsgálat szimulációjára is úgy, hogy a szinuszos számításokhoz kidolgozott módszerrel az időfüggvény spektrumát diszkrét frekvenciákon határoztam meg.

A 3. tétel és annak rövid magyarázata

Új eljárást dolgoztam ki anyaghibák rekonstrukciójára használható, bizonyos értelemben optimális adatbázis létrehozására. (A tétel részletes kifejtése az 5. fejezetben olvasható.)

Új eljárást dolgoztam ki olyan optimális adatbázis előállítására, amellyel anyaghibák rekonstrukcióját hatékonyan és előírható hibával lehet elvégezni. Az eljárás során egy n -dimenziós, adaptív szimplex hálót kell generálni. E háló generálásához a Gyimóthy Szabolcs kollégám által kifejlesztett, általános n -dimenziós hálógenerálót kapcsoltuk össze az általam készített felületszerű repedés válaszjelének szimulációjára alkalmas programmal. A kiszámított adatbázis segítségével nem csak az anyaghiba paramétereit lehet hatékonyan rekonstruálni, hanem további, olyan hasznos információkat lehet nyerni a vizsgált inverz problémára vonatkozóan, amelyek nagyban segíthetik az anyaghiba-rekonstrukciós folyamat elvégzését. A létrehozott adatbázis tekinthető a gyakorlatban használt kalibrációs görbék n -dimenziós általánosításának is.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm kollégáimnak, a BME Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék, Villamosságtan Csoport (előző nevén az Elméleti Villamosságtan Tanszék) munkatársainak és vezetőinek, hogy mindig támogatták kutatómunkám, segítségük nélkül nem lehetett volna az értekezésben foglalt eredményeket elérni.

Külön köszönettel tartozom Fodor Györgynek és Magos Andrásnak azért, hogy az értekezés első változatait elolvasták és hasznos tanácsaikkal segítették annak végső kialakítását.

Sebestyén Imrének és Gyimóthy Szabolcsnak szeretném megköszönni azokat a tapasztalatokat, amelyeket a velük való közös munkák elvégzése során szereztem.

Köszönöm az együttműködést Vértessy Gábornak és Gasparics Antalnak, az MTA-MFA kutatóinak, segítségük nélkül nem születhettek volna meg a Fluxset típusú mérőfej tervezésével és optimalizációjával kapcsolatos eredmények.

A külföldi meghívásokért és a kutatóintézetükben végzett munka körülményeinek megteremtéséért köszönettel tartozom Dominique Lesselier-nek és Mark Lambert-nek az LSS-SUPÉLEC munkatársainak, valamint Claude Marchand-nak és Yann Le Bihan-nak az LGEP kutatóinak.

Szüleimnek és családomnak köszönöm, hogy elindítottak pályámon és munkám során mindvégig támogattak. Segítségük és megértésük nélkül nem sikerült volna ezt az értekezést megírni.

Függelék

F.1. A megoldás hibájának becslése a felületszerű repedés válaszjelének, globális közelítő függvényekkel történő szimulációja esetében

Ebben a pontban egy olyan eljárás alapjait mutatom be, amely segítségével meg lehet becsülni a számított ECT válaszjel pontosságát amennyiben azt, a 3.1. pontban bemutatott módon, a globális közelítő függvények használatával számítottuk ki. A hibabecslo eljárás egy tapasztalati tételen alapszik, ezt nagy számú mintapélda megoldása során állítottam fel. A bemutatásra kerülő eredményeket a [107] irodalomban közöltem.

Az eljárás menete a következő: megoldjuk az ECT szimulációs feladatott $N \cdot M$ számú közelítő függvény (3.2) segítségével, majd a p_{mn} együtthatók később bemutatásra kerülő módon történő vizsgálata alapján megállapítjuk, hogy a számítási eredmények közelítőleg elérték-e az előre beállított pontosságot. Ha a kellő pontosság nem állt elő, az N és/vagy M értékeket növelni kell.

A vázolt eljárás bemutatása során elsődleges célom, hogy igazoljam azt: a kidolgozott, globális közelítő függvényeken alapuló, szimulációs módszer az ECT válaszjel értékén túl, annak becsült hibáját is képes megadni. A továbbiakban tehát célom csupán egy lehetséges algoritmus alapjainak ismertetése.

A következőkben először az ECT válaszjel hibájának mérésére alkalmas mennyiségeket definiálok. Ezt követően bemutatom azt a tapasztalati tételt, amely alapján a válaszjel hibáját lehet megbecsülni, végül reprezentatív példákkal szemléltetem a módszer gyakorlati működését.

F.1.1. Az ECT válaszjel hibájának mérőszámai

Egy adott munkadarab vizsgálatakor a vizsgálófej jelét – annak pásztázása során érintett – több pontban állapítják meg. A továbbiakban impedancia-változás mérésére alkalmas mérőfejeket feltételezünk (a bemutatandó módszer értelemszerűen alkalmazható egyéb típusú válaszjelek esetében is). Ebben az esetben a mért ECT válaszjelnek a mérési pontokban (a vizsgálófej adott helyeiben) tapasztalható ΔZ^k impedancia-változásokat tekintjük ($k = 1, 2, \dots, K$ a mérési pontok sorszámát jelöli). Feltételezzük, hogy minden mérési pontban ismert a pontos impedancia-változás értéke (referencia-értéke), ezen értékeket ΔZ_{ref}^k fogja jelölni. Referencia-értéknek választható pl. egy nagyon pontos mérés vagy számítás eredménye.

A számítások hibája a válaszjel és a referencia-értékek eltérése. Ezen eltérés jellemzésére két mérőszám bevezetése tűnik célravezetőnek. Az egyik a pásztázás során tapasztalt relatív hibák átlagát hivatott jellemezni, ezt *átlagos hibának* nevezzük. Az ECT méréseknél kitüntetett szerepe szokott lenni annak a mérési pontnak, amelyben a válaszjel maximális. Ezen mérési pontban tapasztalt relatív hibát választjuk a számítási hibát jellemző másik mérőszámnak, ezen értéket pedig *maximumbeli hibának* fogjuk hívni.

Az átlagos hiba definíciója tehát:

$$D_{scan} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left| \frac{\Delta Z^k - \Delta Z_{ref}^k}{\Delta Z_{ref}^k} \right|. \quad (F.1)$$

Legyen a pásztázás során mért legnagyobb impedanciaeltérés a k_0 -dik mérési pontban. A maximumbeli hiba definíciója:

$$D_{max} = \left| \frac{\Delta Z^{k_0} - \Delta Z_{ref}^{k_0}}{\Delta Z_{ref}^{k_0}} \right|. \quad (\text{F.2})$$

F.1.2. Az együtthatók viselkedése

A továbbiakban megvizsgáljuk a p_{mn} együtthatók viselkedését egy felületszerű repedés esetében. Példaként a 3. tesztfeladatban adott elrendezésre (lásd a 3.1. táblázatot) vonatkozó (3.1) integrálegyenlet megoldását tekintjük a (3.2) felületi áramdipólus-sűrűség függvény két különböző diszkretizációja esetében. Az első esetben $M = M_a = 50$, $N = N_a = 15$, ezen közelítéssel kapott együtthatókat p_{mn}^a jelöli. A második esetben a p_{mn}^b együtthatók adódnak a $M = M_b = 30$, $N = N_b = 5$ választásával. A közelítő függvények számának (M és N) növelésével az integrálegyenlet pontosabb megoldása várható, vagyis ebben az esetben a $p(y, z)$ pontosabban közelítését kapjuk. Ebből adódóan azt feltételezzük, hogy a p_{mn}^a alapján kapott dipólus-sűrűség függvény pontosabb, mint amelyet p_{mn}^b együtthatók határoznak meg.

Tekintsük az F.1. ábrát és vizsgáljuk meg a két különböző diszkretizáció esetében kapott együtthatókat. Az ábrán a p_{mn}^a együtthatók abszolút értéke és a $p_{mn}^a - p_{mn}^b$ ($p_{mn}^b = 0$, ha $m > M_b$, $n > N_b$ értékekkel számolva) együtthatók különbségének abszolút értéke látható a vizsgálótekeres három különböző pozíciójában.

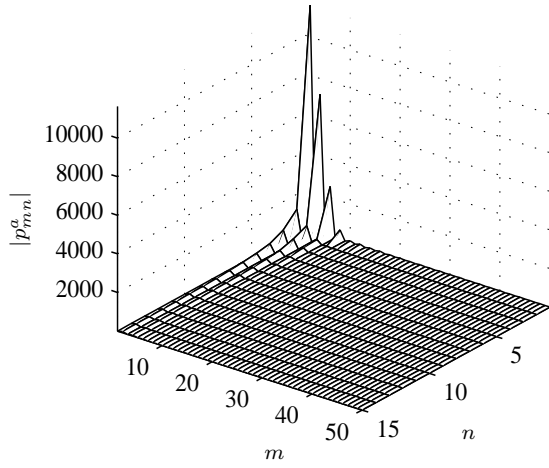
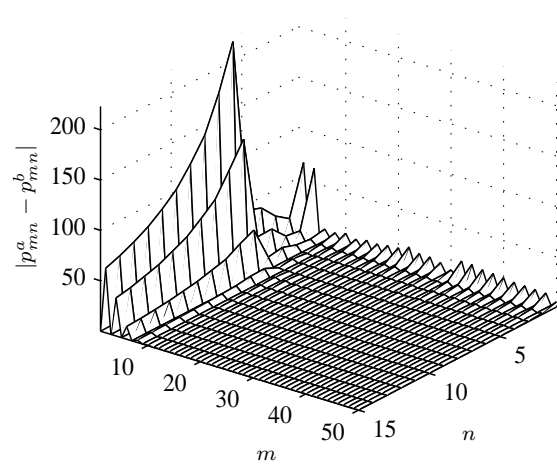
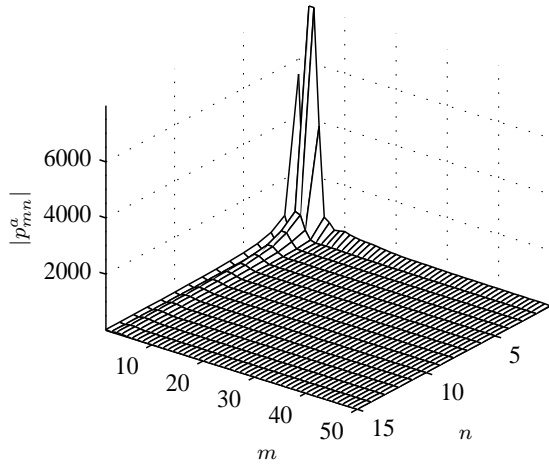
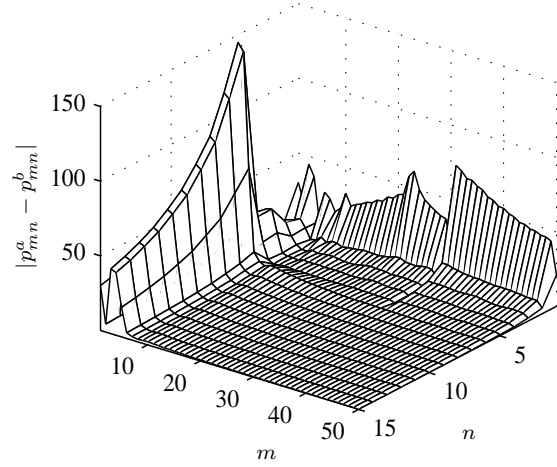
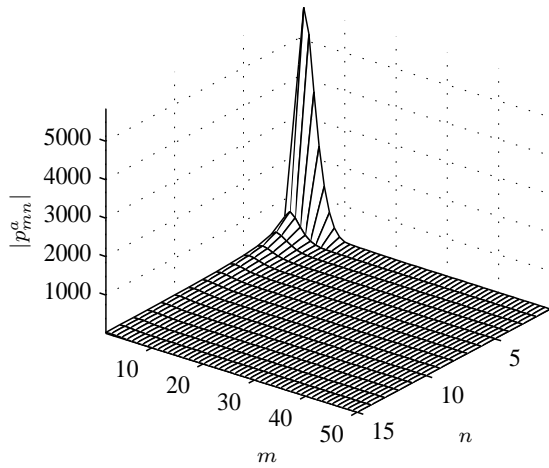
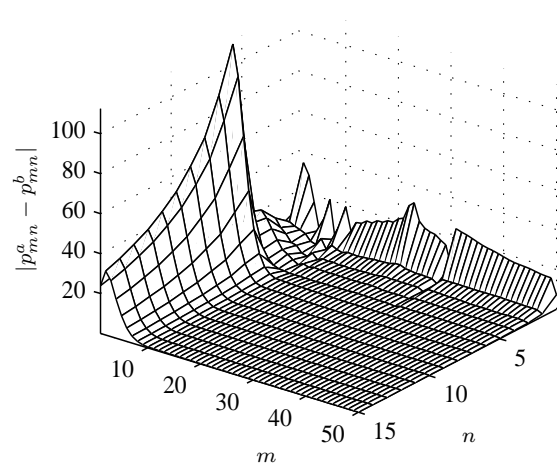
Megjegyzem, hogy nagyszámú további repedés, anyaghiba, vizsgálótekeres, vizsgálótekeres pozíció és diszkretizáció (N és M választás) esetében is megvizsgáltam az F.1. ábrán látható grafikonok megfelelőségét. A kiterjedt vizsgálat eredményeként kapott görbék a bemutatottakhoz hasonló jellegűek voltak, így a következőkben levont következtetések a megvizsgált egyéb mintapéldák esetében is igaznak tekinthetők.

Az F.1. ábra vizsgálata alapján azt a megállapítást tehetjük, hogy az együtthatók abszolút értékeire m és n független változók szerint fektetett burkoló egy aránylag kicsi m_0 és n_0 értéktől kezdve monoton csökkenőnek tekinthető m és n növekvő értékei mellett. Megállapíthatjuk még azt is, hogy a különböző diszkretizációkhoz tartozó együttható különbség jelentős mértékben azon együtthatók eltéréséből adódik, amelyek a durvább diszkretizációban nem voltak figyelembe véve (esetünkben az $(m > M_b \cup n > N_b)$ tartomány). Különösen igaz ez, ha az együttható különbséget normáljuk az együttható M_a és N_a esetében számított értékeire, ezeket az értékeket $\left(\frac{|p_{mn}^a - p_{mn}^b|}{|p_{mn}^a|} \right)$ nevezzük a továbbiakban *relatív együttható különbségeknek*.

A megállapítások azzal magyarázhatók, hogy az integrálegyenlet megoldásaként kapott $p(y, z)$ függvény a gyakorlatban előforduló vizsgálótekeresek és repedés méretek mellett aránylag síma függvénynek írható le (lásd pl. a 3.3(b), 3.3(d), 3.4(b) és 3.4(d) ábrákat). Síma függvények Fourier-sor jellegű sorfejtésénél pedig egy meghatározott (általában igen kicsi) sorszámától kezdve a magasabb térbeli frekvenciás komponensek súlya csökken a térbeli frekvencia növekedésével. Ezen felül az is megállapítható, hogy új elemeknek a sorfejtésbe történő figyelembevétele (M és N növelése) relatív értelemben nem befolyásolja számottevően a már a durvább diszkretizációban kiszámított p_{mn} együtthatók értékét. Megjegyzem, hogy a kijelentések matematikai értelemben is elfogadható bizonyítását nem tudom adni. A matematikai bizonyítás hiánya az oka annak, hogy a bemutatásra kerülő hibabecslő eljárást csak egy tapasztalati tételre alapuló eljárásnak lehet értelmezni. Következésképpen az eljárás érvényességi köre csupán a megvizsgált és az azokhoz hasonló esetekre terjed ki. Ezek az esetek viszont lefedik a gyakorlatban előforduló problémák jelentős hányadát, így az eljárás a felhasználás szempontjából általánosnak tekinthető.

F.1.3. A hibabecslő algoritmus vázlata

Vezessünk be két érzékenység jellegű mennyiséget annak érdekében, hogy mérni lehessen azt, hogy a közelítő függvények számának változásával (M és N változásával) mennyiben változik a számított ECT válaszjel. E mérőszámokat y és z szerinti relatív együttható-érzékenységeknek nevezzük, jelölé-

(a) együtthatók, $y = 0$ (b) együtthatók különbsége, $y = 0$ (c) együtthatók, $y = 2,5 \text{ mm}$ (d) együtthatók különbsége, $y = 2,5 \text{ mm}$ (e) együtthatók, $y = 5 \text{ mm}$ (f) együtthatók különbsége, $y = 5 \text{ mm}$

F.1. ábra. A vizsgálófej különböző pozícióiban $M_a = 50$ és $N_a = 15$ esetében számított p_{mn}^a együtthatók abszolút értéke, valamint ezen együtthatók eltérésének abszolút értéke az $M_b = 30$, $N_b = 5$ választásával kapott p_{mn}^b együtthatóktól

sük: δp^y és δp^z . Adott M és N mellett, meghatározott M_s és N_s ismeretében, az egyes érzékenységek a következő módon számíthatók:

$$\delta p^y = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \frac{1}{p_{sum}^k} \left(\frac{1}{M_s N} \sum_{m=(M-M_s+1)}^M \sum_{n=1}^N |p_{mn}^k| \right), \quad (\text{F.3})$$

$$\delta p^z = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \frac{1}{p_{sum}^k} \left(\frac{1}{M N_s} \sum_{m=1}^M \sum_{n=(N-N_s+1)}^N |p_{mn}^k| \right), \quad (\text{F.4})$$

ahol p_{mn}^k a $p(y, z)$ függvény sorfejtésének együtthatói a mérőfej k -adik pozíciójában és

$$p_{sum}^k = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |p_{mn}^k|. \quad (\text{F.5})$$

M_s és N_s az M és N egy célszerűen választott hányada. A bemutatásra kerülő mintapéldákban M_s és N_s az M és N 20%-ának egész számra kerekített értéke, de legalább 1.

A relatív együttható érzékenységek arról adnak felvilágosítást, hogy relatíve mennyiben változik meg az együtthatók abszolút értékének összege, ha az y - és z -irányú közelítő függvények számát (azaz M és N értékét) megnöveljük. A érzékenységek ismeretéből becsülni lehet a kiszámított impedancia értékek pontosságát, mivel nagy érzékenység esetében várható, hogy a közelítő függvények számának növelésével jelentősebb értékű p_{mn} együtthatók kerülnek be (jelentősebben módosul a $p(y, z)$ függvény) és így az impedancia is jelentősebben változik. A kétféle érzékenység pedig jól mutatja azt, hogy az y - vagy az z szerinti közelítő függvények számát érdemes elsősorban növelni. Elsősorban M növelése ajánlatos, ha $\delta p^y > \delta p^z$, illetve N értékét érdemes növelni ha $\delta p^z > \delta p^y$.

F.1.4. Numerikus példák

A vázolt hibabecslő eljárás szemléltetésére és az előzőekben leírtak alátámasztására bemutatom négy feladat esetében a bevezetett hibák és érzékenységek numerikus értékeinek alakulását különböző M és N választása mellett. A referencia-megoldásnak az $M = 50$ és $N = 15$ választásával kapott eredményeket tekintem. A vizsgált mintapéldák a 2., 3., 4. és 8. tesztfeladatok (lásd a 3.1. táblázatot).

A numerikus eredményeket az F.1.-F.4. táblázatok tartalmazzák. A hiba és érzékenység értékek vizsgálata alapján a bemutatott mintapéldák alátámasztják a közölt hibabecslő algoritmus megalapozottságát.

F.1. táblázat. Érzékenység és hiba értékek a 2. tesztfeladat esetében

M	N	δp^y [%]	δp^z [%]	D_{scan} [%]	D_{max} [%]
50	15	0,296	0,206	—	—
10	5	8,218	5,397	12,27	8,25
10	6	6,864	4,032	10,79	6,76
10	7	5,894	3,176	9,81	5,77
20	5	3,205	2,750	9,58	6,88
20	6	2,683	2,055	8,15	5,42
20	7	2,307	1,612	7,07	4,31
30	5	1,799	1,862	8,13	6,86
30	6	1,507	1,399	6,73	5,39
30	7	1,297	1,097	5,66	4,26
30	8	1,139	0,906	4,89	3,46
30	9	1,015	0,746	4,23	2,76
30	10	0,915	0,631	3,78	2,30

F.2. táblázat. Érzékenység és hiba értékek a 3. tesztfeladat esetében

M	N	δp^y [%]	δp^z [%]	D_{scan} [%]	D_{max} [%]
50	15	0,300	0,174	—	—
10	5	9,183	4,577	10,31	4,57
10	6	7,667	3,414	9,34	3,64
10	7	6,581	2,681	8,74	3,11
20	5	3,391	2,323	8,53	3,82
20	6	2,835	1,732	7,67	3,01
20	7	2,436	1,357	6,97	2,34
30	5	1,872	1,568	6,55	4,05
30	6	1,567	1,176	5,68	3,23
30	7	1,347	0,927	5,03	2,59
30	8	1,182	0,767	4,53	2,11
30	9	1,053	0,632	4,12	1,69
30	10	0,949	0,534	3,81	1,40

F.3. táblázat. Érzékenység és hiba értékek a 4. tesztfeladat esetében

M	N	δp^y [%]	δp^z [%]	D_{scan} [%]	D_{max} [%]
50	15	0,260	0,182	—	—
10	5	7,697	4,657	11,16	4,40
10	6	6,436	3,462	10,19	3,60
10	7	5,528	2,729	9,36	2,81
20	5	2,889	2,370	8,14	3,72
20	6	2,419	1,778	7,24	2,93
20	7	2,080	1,403	6,60	2,37
30	5	1,603	1,597	6,21	3,72
30	6	1,343	1,194	5,33	2,93
30	7	1,156	0,946	4,69	2,34
30	8	1,015	0,787	4,19	1,91
30	9	0,904	0,653	3,84	1,59
30	10	0,816	0,553	3,52	1,29

F.4. táblázat. Érzékenység és hiba értékek a 8. tesztfeladat esetében

M	N	δp^y [%]	δp^z [%]	D_{scan} [%]	D_{max} [%]
50	15	0,256	0,172	—	—
10	5	5,189	4,280	9,71	6,37
10	6	4,339	3,217	9,10	5,83
10	7	3,728	2,556	8,66	5,48
20	5	2,557	2,176	5,53	4,45
20	6	2,141	1,639	4,91	4,02
20	7	1,842	1,304	4,46	3,61
30	5	1,508	1,465	3,89	2,98
30	6	1,264	1,104	3,24	2,41
30	7	1,088	0,878	2,80	2,07
30	8	0,955	0,733	2,45	1,75
30	9	0,851	0,610	2,19	1,53
30	10	0,768	0,519	1,98	1,31

F.2. Lerakódás jelének szimulációja impulzus üzemű ECT mérésnél

Bizonyos típusú anyaghibák felderítésére a gyakorlatban néha impulzus üzemű örvényáramú anyagvizsgálatot használnak. Ez annyiban különbözik az eddigiekben tárgyalt módszertől, hogy a vizsgálófej táplálása nem időben szinuszosan változó gerjesztéssel, hanem egy általános időfüggésű impulzussal történik. Ennek következtében a kialakuló elektromágneses tér időbeli változása sem lesz szinuszos. Tipikusan impulzus üzemű ECT-t használnak, amikor rétegezett lemezek (pl. repülőgép szárny egyes részei, ahol több lemez van egymáshoz szegecselve) rétegei között lévő idegen anyag vagy korrózió felderítése, illetve az egyes lemezek vastagságának meghatározása a cél.

Rétegezett lemezek között található idegen anyag vagy korrózió impulzus üzemű vizsgálatainak modellezésére alkalmas a bemutatott, vékony lerakódás válaszelének szimulációjára kidolgozott módszer továbbfejlesztése, amelyet ebben a pontban vázolok. A módszer lényege, hogy a válaszel időbeli Fourier-transzformáltját határozom meg alkalmasan választott frekvencia pontokban, majd ezen értékek ismeretében – numerikus inverz transzformáció után – kapom meg a válaszel időfüggvényét. Az egyes frekvencia pontokban a válasz spektrumát pedig az adott frekvencián vett, a 4.2. pontban tárgyalt, szinuszos gerjesztésre adott, állandósult válasz meghatározásával számítom ki.

A módszert a 4.9. ábrán látható elrendezés impulzus gerjesztés esetében kapható válaszelének kiszámításával demonstrálom. A leírtak alapján az eljárás egyszerűen általánosítható más típusú elrendezésre is (pl. adó- és vevő tekercset tartalmazó vizsgálófej vagy rétegezett lemez struktúra, stb.). A tárgyalt eredményeket a [112] irodalomban közöltem. A módszer és a numerikus példa bemutatásával az az elsődleges célom, hogy demonstráljam a vékony repedés válaszelének szimulációjára kidolgozott módszer hatékonyságát. Ennek érdekében megmutatom azt, hogy a – lényegesen nagyobb számítási igényt megkövetelő – impulzus üzemű ECT szimulációja is megtehető az előzőekben közölt számításokra alapozva.

F.2.1. A számítások menete

Tekintsük a 4.9. ábrán látható elrendezést és definiáljunk egy lineáris rendszert [164] úgy, hogy a vizsgálófej egy meghatározott pozíciójában a rendszer gerjesztése legyen a vizsgáló tekercs kényszerített $i_p(t)$ árama és válasza pedig legyen a tekercsben indukált feszültségnek a lerakódás jelenléte következtében létrejövő $\Delta u_p(t)$ megváltozása. A p index a vizsgálófej mérési pontját (a vizsgálófej pozícióját) jelölő sorszám. A rendszer lineáris és invariáns volta fizikai megfontolások alapján könnyen belátható. Ezen rendszer átviteli karakterisztikája megkapható a gerjesztés és a válasz időbeli Fourier-transzformáljainak hányadosaként a

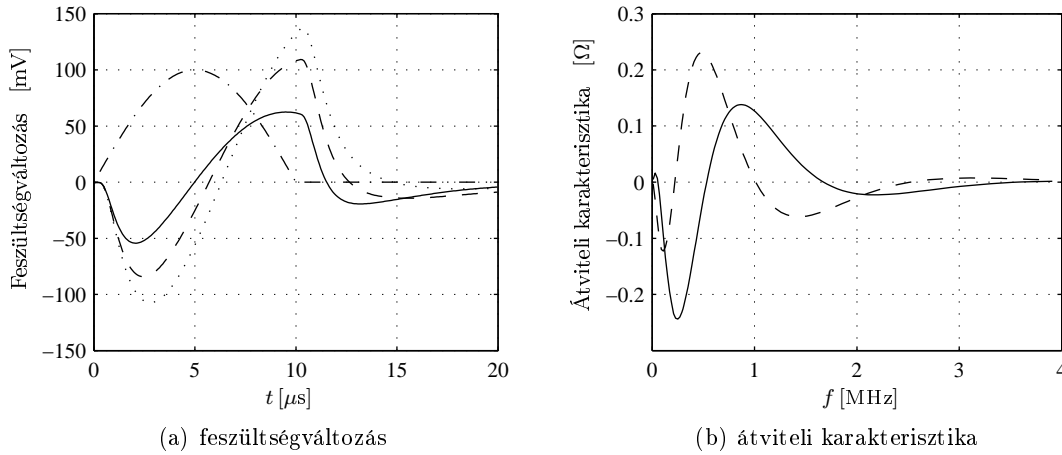
$$W_p(j\omega) = \frac{\Delta U_p(j\omega)}{I_p(j\omega)} \quad (\text{F.6})$$

formában, ahol $\Delta U_p(j\omega) = \mathcal{F}_t \{ \Delta u_p(t) \}$ és $I_p(j\omega) = \mathcal{F}_t \{ i_p(t) \}$. Az $f(t)$ függvény időbeli Fourier-transzformációja ($\mathcal{F}_t \{ \cdot \}$), illetve annak inverze ($\mathcal{F}_\omega^{-1} \{ \cdot \}$) a következő képletekkel értelmezettek:

$$F(j\omega) = \mathcal{F}_t \{ f(t) \} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (\text{F.7})$$

$$f(t) = \mathcal{F}_\omega^{-1} \{ F(j\omega) \} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (\text{F.8})$$

A komplex számítási mód és az időbeli Fourier-transzformáció közötti formális analógia [164] alapján könnyen belátható, hogy a $W_p(j\omega)$ függvény $\omega = \omega_0$ helyen felvett értéke megegyezik a vizsgálófej adott pozíciójában, ω_0 körfrekvenciájú szinuszos gerjesztés esetében számítható impedancia-változással (4.25). Ezen impedancia-változást az előzőekben bemutatott eljárás segítségével határozhatjuk meg. Ennek segítségével tehát meg tudjuk kapni a tekercsben indukált feszültség megváltozásának spektrumát minden frekvencia pontban a $\Delta U_p(j\omega_0) = W_p(j\omega_0) I_p(j\omega_0)$ alakban. A



F.2. ábra. Impulzus üzemű ECT válaszjel. (a) feszültségváltozás (Δu) különböző lerakódás vastagságoknál (d_l): 0,03 mm (—), 0,08 mm (---), 0,2 mm (···), valamint a gerjesztő áram impulzus $R = 0,1 \Omega$ ellenállásra normálva (- · -). (b) átviteli karakterisztika (W) valós (—) és képzetes (---) része $d_l = 0,03$ mm vastagságú lerakódás esetében

spektrum pontonkénti ismeretében pedig a $\Delta u_p(t) = \mathcal{F}_\omega^{-1} \{ \Delta U_p(j\omega) \}$ meghatározásához szükséges inverz Fourier-transzformációt numerikusan (pl. a csonkított integrál téglány szabály alapján történő kiértékelésével, azaz pl. valamilyen FFT algoritmussal [165]) el lehet végezni.

A számítások során figyelemmel kell arra lenni, hogy az eredmény szempontjából lényeges frekvencia-tartományban a vizsgált lerakódásra valóban alkalmazható legyen a vékony lerakódás modellje, tehát annak vastagsága ne legyen jelentősen nagyobb a lerakódás anyagában számítható behatolási mélységnél. Az eredmény szempontjából lényeges frekvencia-tartomány meghatározható a gerjesztés energiájának döntő hányadát tartalmazó tartomány és azon tartomány metszeteként, amelyben az átviteli karakterisztika nem elhanyagolható.

F.2.2. Numerikus példa

A bemutatandó példában a vizsgált munkadarab, a vizsgálófej és a lerakódás anyagának a paramétereit megegyeznek a 4.2.3. pontban analizált példákéval. Három azonos alakú és különböző vastagságú lerakódást vizsgálunk. A lerakódások alakja egy centrálisan elhelyezkedő 20 mm oldalhosszúságú négyzet, vastagságuk (d_l) pedig rendre: 0,03 mm, 0,08 mm és 0,2 mm. A vizsgálófej középpontja az $x = 0$, $y = 0$ pontban van (a lerakódás középpontja fölött). A tekercset gerjesztő áram:

$$i(t) = \begin{cases} \left[\sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right) \right] A, & 0 \leq t \leq T/2, \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad T = 20 \mu s. \quad (\text{F.9})$$

Az F.2(a). ábrán láthatók a kitűzött feladat megoldásaként kapott időfüggvények. Ezekből láthatjuk, hogy a lerakódás vastagságától függően jellemzően a válaszjel nagysága változik. Látható még az is, hogy a válasz a gerjesztéshez képest egy rövid késleltetést szenved. Ez a fizikai szemléletből adódóan úgy magyarázható, hogy a válaszjel valójában a lerakódásról visszavert hullám, amely terjedéséhez bizonyos időre van szükség. Az F.2(b). ábrán a $d_l = 0,03$ mm vastagságú lerakódás esetében számított átviteli karakterisztika látható. Ez úgy értelmezhető, hogy alacsony frekvenciákon a kis indukált gerjesztő tér miatt a válasz kicsi, illetve nagy frekvenciákon a kis behatolási mélység miatt nem látható a lemez túlsó oldalán található lerakódás.

Hivatkozások

- [1] <http://www-centre-saclay.cea.fr/>
- [2] <http://www-civa.cea.fr/>
- [3] <http://www.ndesrc.eng.iwate-u.ac.jp/ende06/>
- [4] <http://www.ende2008.org/>
- [5] <http://www.usasymposium.com/ende/>
- [6] <http://wwwsoc.nii.ac.jp/jsaem/index-e.html>
- [7] <http://www.lgep.supelec.fr/>
- [8] <http://www.lss.supelec.fr/>
- [9] <http://www.mfa.kfki.hu/>
- [10] <http://www.snecma.com/>
- [11] <http://www.supelec.fr/>
- [12] P. McIntire, Ed., *Nondestructive testing handbook*, 2nd ed. Columbus, Ohio, USA: American Society for Nondestructive Testing, 1986, vol. 4, Electromagnetic Testing.
- [13] J. Blitz, *Electrical and magnetic methods of nondestructive testing*. Bristol: Hilger, 1991.
- [14] Kajdi Gy.: *Anyagvizsgálat örvényáramokkal*. Budapest: SZTÁV, 1990.
- [15] A. J. Moses and D. J. Jiles, “Origin, measurement and application of the Barkhausen effect in magnetic steel,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (X)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. Takahashi and H. Kikuchi, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2007, vol. 28, pp. 4–8.
- [16] D. O’Sullivan, M. Cotterell, D. A. Tanner, and I. Mészáros, “Characterisation of ferritic stainless steel by barkhausen techniques,” *NDT&E International*, vol. 37, pp. 265–269, 2004.
- [17] G. Vértesy, I. Tomás, S. Takahashi, S. Kobayashi, Y. Kamada, and H. Kikuchi, “Inspection of steel degradation by magnetic adaptive testing,” *NDT&E International*, vol. 41, no. 4, pp. 252–257, 2008.
- [18] G. Vértesy, I. Tomás, and I. Mészáros, “Nondestructive indication of plastic deformation of cold-rolled stainless steel by magnetic adaptive testing,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 76–82, 2007.
- [19] S. Takahashi, S. Kobayashi, Y. Kamada, H. Kikuchi, and K. Ara, “NDE method using minor hysteresis loops in ferromagnetic materials,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (X)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. Takahashi and H. Kikuchi, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2007, vol. 28, pp. 209–216.

- [20] I. Mészáros, “Complex magnetic investigation of ferritic stainless steel,” *Materials Science Forum*, pp. 231–236, 2005.
- [21] I. Mészáros, “Micromagnetic measurements and their applications,” *Materials Science Forum*, pp. 275–280, 2003.
- [22] D. O’Sullivan, M. Cotterell, and I. Mészáros, “The characterization of work-hardened austenitic stainless steel by NDT micro-magnetic techniques,” *NDT&E International*, vol. 37, pp. 265–269, 2004.
- [23] A. Kloster, M. Kroning, J. Smorodinski, and V. Ustinov, “A linear magnetic stray flux array based on GMR gradiometers,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VII)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, G. Dobmann, Ed. Amsterdam: IOS Press, 2006, vol. 26, pp. 173–179.
- [24] Z. Zeng, P. Ramuhalli, L. Udpa, and S. Udpa, “Optimization of pipeline inspection tool using Taguchi method,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VI)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, F. Kojima, T. Takagi, S. S. Udpa, and J. Pávó, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2002, vol. 23, pp. 203–210.
- [25] G. Vértessy, T. Uchimoto, T. Takagi, and I. Tomás, “Magnetic adaptive testing: influence of experimental conditions,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (X)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. Takahashi and H. Kikuchi, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2007, vol. 28, pp. 186–192.
- [26] G. Vértessy, T. Uchimoto, T. Takagi, I. Tomás, O. Stupakov, I. Mészáros, and J. Pávó, “Minor hysteresis loops measurements for characterization of cast iron,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 1-2, no. 372, pp. 156–159, February 2006.
- [27] M. Uesaka and K. Miya, “Micro-ECT technique,” in *Nondestructive Testing of Materials*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, R. Collins, W. D. Dover, J. Bowler, and K. Miya, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1995, vol. 8, pp. 265–270.
- [28] M. Kurokawa, R. Miyauchi, K. Enami, and M. Matsumoto, “New eddy current probe for NDE of steam generator tubes,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (III)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, D. Lesselier and A. Razek, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1999, vol. 15, pp. 57–64.
- [29] T. Sollier, M. Talvard, and M. Aid, “Use of EC sensor arrays on thin films,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (IV)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. S. Udpa, T. Takagi, J. Pávó, and R. Albanese, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2000, vol. 17, pp. 65–70.
- [30] T. Sollier, O. Lorecki, and O. Goupillon, “CODECI, a new system for the inspection of surface breaking flaws based on eddy current array probe and high resolution CCD camera,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VIII)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Sollier, D. Prémel, and D. Lesselier, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2004, vol. 24, pp. 215–222.
- [31] C. Abbate, M. Morozov, G. Rubinacci, A. Tamburrino, and S. Ventre, “A probe array for fast quantitative eddy current imaging,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (X)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. Takahashi and H. Kikuchi, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2007, vol. 28, pp. 75–82.
- [32] J. R. Bowler and V. Katyal, “Magnetic sensor array for eddy current field measurement with a racetrack coil excitation,” in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VIII)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Sollier, D. Prémel, and D. Lesselier, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2004, vol. 24, pp. 36–43.

- [33] Y. Le Bihan, P. Y. Joubert, and D. Placko, "Wall thickness evaluation of single-crystal hollow blades by eddy current sensor," *NDT&E International*, vol. 34, no. 5, pp. 363–368, July 2001.
- [34] A. Yashan, R. Becker, and G. Dobmann, "Use of GMR-sensors for eddy-current testing," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértesy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 187–193.
- [35] M. Valentino, A. Ruosi, G. P. Pepe, and G. Peluso, "Superconductive and traditional electromagnetic probes in eddy current NDE for detection of deep defects," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (III)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, D. Lesselier and A. Razek, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1999, vol. 15, pp. 159–170.
- [36] G. Vértesy, A. Gasparics, and J. Szöllősy, "High sensitivity magnetic field sensor," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 85, pp. 202–208, 2000.
- [37] G. Vértesy and A. Gasparics, "Nondestructive material evaluation by novel electromagnetic methods," *Materials Science Forum*, pp. 343–353, 2003.
- [38] M. Morozov, G. Rubinacci, A. Tamburrino, S. Ventre, and F. Villone, "Aeronautical structures examination using Fluxset type ECT proba," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VII)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, G. Dobmann, Ed. Amsterdam: IOS Press, 2006, vol. 26, pp. 136–143.
- [39] G. Vértesy and B. Idzikowski, "Amorphous and nanocrystalline Fe-Ni-Zr-B ribbons as sensing elements in magnetic field sensors," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 112–119, 2006.
- [40] I. Sebestyén and J. Pávó, "Flaw detection using DC magnetic field measurement," *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 15, no. 1-4, pp. 53–60, 2001/2002.
- [41] J. R. Bowler, N. Bowler, and W. Podney, "Evaluation of crack signal for superconductive pulsed eddy-current probe," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VI)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, F. Kojima, T. Takagi, S. S. Udpa, and J. Pávó, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2002, vol. 23, pp. 108–115.
- [42] M. Isobe, R. Iwata, and M. Nishikawa, "High sensitivity remote field eddy current testing by using dual exciting coil," in *Nondestructive Testing of Materials*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, R. Collins, W. D. Dover, J. Bowler, and K. Miya, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1995, vol. 8, pp. 145–152.
- [43] R. Levy, "E-NDE in the nuclear industry: viewpoint of a user," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VIII)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Sollier, D. Prémel, and D. Lesselier, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2004, vol. 24, pp. 3–7.
- [44] G. Anger, *Inverse problems in differential equations*. New York and London: Plenum Press, 1990.
- [45] J. Hadamard, *Lectures on Chauchy's problems in linear partial differential equations*. Mineola, New York: Dover Publication Inc., 1952.
- [46] J. R. Bowler, "Eddy-current interaction with an ideal crack. I. The forward problem," *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 12, pp. 8128–8137, June 1994.
- [47] N. Ida, *Numerical modelling for electromagnetic non-destructive evaluation*. London: Chapman & Hall, 1995.

- [48] D. Lesselier and A. Razek, "Eddy-current scattering: Green's integral and variational formulations," in *Scattering, scattering and inverse scattering in pure and applied science*, R. Pike and P. Sabatier, Eds. New York: Academic Press, 2002, ch. 1.6.6, pp. 486–507.
- [49] D. Lesselier and J. Bowler, Eds., *Inverse Problems, Special Section on Electromagnetic and Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, December 2002, vol. 18, no. 6, pp. 1733–1958.
- [50] J. R. Bowler, S. A. Jenkins, L. D. Sabbagh, and H. A. Sabbagh, "Eddy-current probe impedance due to a volumetric flaw," *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 3, pp. 1107–1114, August 1991.
- [51] V. Monebhurrin, D. Lesselier, and B. Duchene, "Evaluation of a 3-D bounded defect in the wall of a metal tube at eddy current frequencies: the direct problem," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 12, pp. 315–347, 1998.
- [52] C. T. Tai, *Dyadic Green's functions in electromagnetic theory*. Scranton: Intext, 1971.
- [53] W. C. Chew, *Waves and fields in inhomogeneous media*. New York: IEEE Press, 1995.
- [54] J. R. Bowler, "Eddy current calculation using half-space Green's functions," *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 2, pp. 833–839, February 1987.
- [55] D. Dos Reis, M. Lambert, and D. Lesselier, "Extended Born domain integral models of diffusive fields," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 38, no. 2, pp. 577–580, March 2002.
- [56] T. Theodoulidis and J. Bowler, "Eddy-current interaction of long coil with a slot in a conductive plate," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 41, no. 4, pp. 1238–1247, April 2005.
- [57] V. Bertrand, D. Lesselier, and S. Mastorchio, "Numerical modelling of eddy-current non-destructive evaluation with FEM-BEM TRIFU software in controlled configurations," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (IV)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. S. Udpa, T. Takagi, J. Pávó, and R. Albanese, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2000, vol. 17, pp. 32–41.
- [58] Z. Badics, Y. Matsumoto, K. Aoki, F. Nakayasu, M. Uesaka, and K. Miya, "An effective 3-D finite element scheme for computing the electromagnetic field distortions due to defects in eddy-current nondestructive evaluation," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 33, no. 2, pp. 1012–1020, March 1997.
- [59] M. Morozov, G. Rubinacci, A. Tamburrino, and S. Ventre, "Numerical models of volumetric insulating cracks in eddy-current testing with experimental validation," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 42, no. 5, pp. 1568–1576, May 2006.
- [60] Z. Badics, H. Komatsu, Y. Matsumoto, and K. Aoki, "Inversion scheme based on optimization for 3-D eddy current flaw reconstruction problems," *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. 17, no. 2, pp. 67–78, 1998.
- [61] Z. Badics, J. Pávó, H. Komatsu, S. Kojima, Y. Matsumoto, and K. Aoki, "Fast flaw reconstruction from 3D eddy current data," *IEEE Transaction on Magnetism*, vol. 34, no. 5, pp. 2823–2828, September 1998.
- [62] H. Huang, T. Takagi, and T. Uchimoto, "Crack shape reconstruction in ferromagnetic materials using a novel fast numerical simulation method," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 40, no. 2, pp. 1374–1377, March 2004.
- [63] A. H. Kahn, S. Spal, and A. Feldman, "Eddy-current losses due to a surface crack in conducting material," *Journal of Applied Physics*, vol. 48, no. 11, pp. 4454–4459, November 1977.

- [64] J. R. Bowler, "Eddy current field theory for a flawed conducting half-space," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Testing*, D. O. Thompson and D. E. Chimenty, Eds. New York: Plenum, 1990, vol. 5A, pp. 149–155.
- [65] J. R. Bowler, Y. Yoshida, and N. Harfield, "Vector-potential boundary-integral evaluation of eddy-current interaction with crack," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 33, no. 5, pp. 4287–4294, September 1997.
- [66] P. Beltrame and N. Burais, "Generalization of the ideal crack model in eddy current testing," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 40, no. 2, pp. 1366–1369, March 2004.
- [67] R. Albanese, G. Rubinacci, and F. Villone, "An integral computational model for crack simulation and detection via eddy currents," *Journal of Computational Physics*, vol. 152, pp. 736–755, 1999.
- [68] J. R. Bowler and N. Harfield, "Evaluation of probe impedance due to thin-skin eddy-current interaction with surface cracks," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 34, no. 2, pp. 515–523, March 1998.
- [69] H. Huang, T. Takagi, and H. Fukutomi, "Fast signal predictions of noised signals in eddy current testing," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 36, no. 4, pp. 1719–1723, July 2000.
- [70] Z. Badics, Y. Matsumoto, S. Kojima, Y. Usui, K. Aoki, and F. Nakayasu, "Finite element modeling of conducting shells for eddy current NDE problems using impedance-type interface conditions," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 33, no. 2, pp. 1334–1337, March 1997.
- [71] L. Krähenbühl and D. Müller, "Thin layers in electrical engineering. Example of shell models in analyzing eddy-currents by boundary and finite element methods," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 29, no. 2, pp. 1450–1455, 1992.
- [72] I. D. Mayergoyz and G. Bedrosian, "On calculation of 3-D eddy currents in conducting and magnetic shells," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 31, no. 3, pp. 1319–1324, 1995.
- [73] Z. Badics, Y. Matsumoto, K. Aoki, and F. Nakayasu, "Effective probe response calculation using impedance boundary conditions in eddy current NDE problems with massive conducting regions present," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 32, no. 3, pp. 737–740, May 1996.
- [74] C. V. Dodd and W. E. Deeds, "Analytical solution to eddy-current probe-coil problems," *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 6, pp. 2829–2838, May 1968.
- [75] T. P. Theodoulidis, "Model of ferrite-cored probes for eddy current nondestructive evaluation," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 5, pp. 3071–3078, March 2003.
- [76] T. P. Theodoulidis and E. E. Kriezis, "Impedance evaluation of rectangular coils for eddy current testing of planar media," *NDT&E International*, vol. 35, no. 6, pp. 407–4014, September 2002.
- [77] T. Theodoulidis, "Analytical model for tilted coils in eddy-current nondestructive inspection," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 41, no. 9, pp. 2447–2454, September 2005.
- [78] M. Bensetti, Y. Le Bihan, C. Marchand, C. M. Tasseti, E. Dufour Gergam, and J. P. Gilles, "A hybrid finite-element method for the modeling of microcoils," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 41, no. 5, pp. 1868–1871, May 2005.
- [79] S. K. Burke, "A benchmark problem for calculation of ΔZ in eddy-current nondestructive evaluation (NDE)," *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. 7, no. 1-2, pp. 35–42, June 1988.

- [80] T. Takagi, H. Fukutomi, M. Hashimoto, Y. Yoshida, K. Miya, H. Tsuboi, Y. Harada, and J. Shimone, "ECT research activities in JSAEM – benchmark models of eddy current testing for steam generator tube – (Part 1)," in *Nondestructive Testing of Materials*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, R. Collins, W. Dover, J. Bowler, and K. Miya, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1995, vol. 8, pp. 253–264.
- [81] T. Takagi, M. Uesaka, and K. Miya, "Electromagnetic NDE research activities in JSAEM," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Takagi, J. R. Bowler, and Y. Yoshida, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1997, vol. 12, pp. 9–16.
- [82] T. Takagi and H. Fukutomi, "Benchmarking activities of eddy current testing for steam generator tubes," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (IV)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. S. Udpa, T. Takagi, J. Pávó, and R. Albanese, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2000, vol. 17, pp. 235–252.
- [83] D. J. Harrison, L. D. Jones, and S. K. Burke, "Benchmark problems for defect size and shape determination in eddy-current nondestructive evaluation," *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. 15, no. 1, pp. 21–34, 1996.
- [84] T. Chadi, M. Enokizono, T. Todoka, Y. Tsuchida, and R. Sikora, "Evaluation of the JSAEM round robin test samples using multy-frequency excitation and spectrogram method," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértessy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 171–178.
- [85] G. Simone and F. C. Morabito, "Plural defect separation using wavelet Hough transform," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (IV)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. S. Udpa, T. Takagi, J. Pávó, and R. Albanese, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2000, vol. 17, pp. 196–203.
- [86] T. Taniguchi, D. Kacprzak, S. Yamada, M. Iwahara, and T. Miyagoshi, "Wavelet-based image processing for inspection of printed circuit board using eddy-current testing technique," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértessy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 226–233.
- [87] P. Ramuhalli, L. Udpa, and S. Udpa, "Neural network algorithm for electromagnetic NDE signal inversion," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértessy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 121–128.
- [88] M. Bensetti, Y. Le Bihan, C. Marchand, and J. Pávó, "Deposit characterization by eddy current nondestructive evaluation," *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 19, no. 1-4, pp. 537–540, 2004.
- [89] R. C. Popa and K. Miya, "A data processing and neural network approach for the inverse problem in ECT," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (II)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, R. Albanese, G. Rubinacci, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1998, vol. 14, pp. 297–304.
- [90] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipies in C*. Cambridge: Cambridge University Press, 1988.
- [91] S. J. Norton and J. R. Bowler, "Theory of eddy current inversion," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 2, pp. 501–512, January 1993.

- [92] J. R. Bowler, S. J. Norton, and D. J. Harrison, "Eddy-current interaction with an ideal crack. II. The inverse problem," *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 12, pp. 8138–8144, June 1994.
- [93] V. Monebhurrin, B. Duchene, and D. Lesselier, "Three-dimensional inversion of eddy current data for non-destructive evaluation of steam generator tubes," *Inverse Problems*, vol. 14, no. 3, pp. 707–724, June 1998.
- [94] Z. Badics, Y. Matsumoto, S. Kojima, Y. Usui, K. Aoki, F. Nakayasu, and A. Kurokawa, "Rapid flaw reconstruction scheme for three-dimensional inverse problems in eddy-current NDE," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Takagi, J. R. Bowler, and Y. Yoshida, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1997, vol. 12, pp. 303–309.
- [95] H. Fukutomi, H. Huang, T. Takagi, and J. Tani, "Identification of crack depths from eddy current testing signal," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 34, no. 5, pp. 2893–2896, September 1998.
- [96] D. Prémel and A. Baussard, "Eddy-current evaluation of three-dimensional flaws in flat conductive material using Bayesian approach," *Inverse Problems*, vol. 18, no. 6, pp. 1873–1889, December 2002.
- [97] Y. Nagaya, T. Takagi, T. Uchimoto, and H. Huang, "Identification of multiple cracks from eddy-current testing signals with noise sources by image processing and inverse analysis," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 1112–1115, March 2004.
- [98] F. Zaoui, C. Marchand, and J. Pávó, "Stochastic crack inversion by an integral approach," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértessy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 129–136.
- [99] A. Tamburrino and G. Rubinacci, "Fast methods for quantitative eddy-current tomography of conductive materials," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 8, pp. 2017–2028, August 2006.
- [100] G. Rubinacci, A. Tamburrino, and S. Ventre, "Regularization and numerical optimization of fast eddy current imaging method," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 4, pp. 1179–1182, April 2006.
- [101] D. Bouden, I. Lemahieu, and J. Basart, "Inversion of eddy current impedance change data for single cracks and separate cracks," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértessy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 105–112.
- [102] N. Yusa, Z. Chen, K. Miya, T. Uchimoto, and T. Takagi, "Large-scale parallel computation for the reconstruction of natural stress corrosion cracks from eddy current testing signals," *NDT&E International*, vol. 36, no. 7, pp. 449–456, October 2003.
- [103] H. Huang and T. Takagi, "Inverse analyses for natural and multicracks using signals from different transit-receive ECT probe," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, no. 2, pp. 1009–1012, March 2002.
- [104] N. Yusa, L. Janousek, M. Rebican, Z. Chen, K. Miya, N. Dohi, N. Chigusa, and Y. Matsumoto, "Caution when applying eddy current inversion to stress corrosion cracking," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 236, no. 2, pp. 211–221, January 2006.
- [105] J. Pávó and K. Miya, "Reconstruction of crack shape by optimization using eddy current field measurement," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 30, pp. 3407–3410, September 1994.

- [106] J. Pávó and D. Lesselier, "Calculation of eddy current probe signal with global approximation," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 42, no. 4, pp. 1419–1422, April 2006.
- [107] J. Pávó, L. Maurice, D. Prémel, and D. Lesselier, "Error estimation of calculated ECT signals due to thin cracks in a plate using a global approximation of the dipole density," *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 25, no. 1-4, pp. 347–356, May 2007.
- [108] L. Maurice, D. Prémel, J. Pávó, D. Lesselier, and A. Nicolas, "Volumetric and surface flaw models for the computation of EC T/R probe signal due to thin opening flaw," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (X)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. Takahashi and H. Kikuchi, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2007, vol. 28, pp. 49–56.
- [109] L. Maurice, D. Prémel, J. Pávó, D. Lesselier, and A. Nicolas, "Hybridization of volumetric and surface models for the computation of the T/R EC probe response due to a thin opening flaw," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 27, no. 1, pp. 298–306, 2008.
- [110] J. Pávó, "Reconstruction of group of cracks in plate specimens using ECT impedance data," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (IV)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. S. Udpa, T. Takagi, J. Pávó, and R. Albanese, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2000, vol. 17, pp. 204–211.
- [111] J. Pávó, "Forward solution method for the reconstruction of the shape of thin metal deposit on plate specimen," *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 14, no. 1-4, pp. 483–488, 2001/2002.
- [112] J. Pávó, "Numerical calculation method for pulsed eddy-current testing," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 38, no. 2, pp. 1169–1172, March 2002.
- [113] J. Pávó, "Approximate methods for the calculation of the signal of a crack in a plate coated by conducting deposit," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 659–662, March 2004.
- [114] J. Pávó, I. Sebestyén, G. Vértesy, and C. S. Daróczi, "Electromagnetic field modelling of the ferromagnetic core of Fluxset type sensors," in *Applied Electromagnetics and Computational Technologies*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, H. Tsuboi and I. Sebestyén, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1997, vol. 11, pp. 172–181.
- [115] J. Pávó, "Optimisation of the shape of the ferromagnetic core of Fluxset type magnetic field sensors," in *Proceedings of the 7th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering*, Graz, Austria, September 1996, pp. 153–158.
- [116] J. Pávó and K. Miya, "Optimal design of eddy current testing probe using Fluxset magnetic field sensors," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 32, no. 3, pp. 1597–1600, May 1996.
- [117] J. Pávó, "Optimal design of eddy current probe," in *Proceeding of the 5th Japan-Hungary Joint Seminar on Applied Electromagnetics in Material and Computational Technology*, Budapest, Hungary, 24-26 September 1998, pp. 105–108.
- [118] J. Pávó and A. Gasparics, "Numerical calibration of Fluxset probe for quantitative eddy current testing," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 18, no. 3, pp. 436–444, 1999.
- [119] J. Pávó, O. Bíró, and K. Hollaus, "Calculation of the field map from the measurement data of the Fluxset sensor," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 20, no. 2, pp. 404–416, 2001.

- [120] J. Pávó, A. Gasparics, I. Sebestyén, and G. Vértessy, "Calibration of Fluxset sensors for the measurement of spatially strongly inhomogeneous magnetic fields," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 110, no. 1-3, pp. 105–111, February 2004.
- [121] Y. Le Bihan, J. Pávó, M. Bensetti, and C. Marchand, "Computational environment for the fast calculation of ECT probe signal by field decomposition," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 42, no. 4, pp. 1411–1414, April 2006.
- [122] Y. Le Bihan, J. Pávó, and C. Marchand, "Calculation of the ECT signal of a minute crack by a FEM-BIM hybrid method," *European Physical Journal: Applied Physics*, vol. 28, no. 3, pp. 355–360, December 2004.
- [123] Y. Le Bihan, J. Pávó, Y. Choua, M. Bensetti, and C. Marchand, "Study on the calculation by FEM-BIM combination of the EC signal due to a thin crack in presence of an edge," in *Proceedings of the 12th International Workshop on Electromagnetic Nondestructive Evaluation, ENDE 2007*, Cardiff, UK, 19-21 May 2007, p. 42.
- [124] Y. Le Bihan, J. Pávó, and C. Marchand, "Study and experimental validation of the calculation of the ECT signal induced by a minute crack using a FEM-BIM combination," *NDT&E International*, vol. 39, no. 6, pp. 476–486, September 2006.
- [125] O. Bíró, K. Hollaus, J. Pávó, and K. Preis, "Numerical computation of the magnetic field due to a crack in a conducting plate," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (V)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, J. Pávó, G. Vértessy, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2001, vol. 21, pp. 11–15.
- [126] J. Pávó and K. Miya, "Nearly real time crack sizing using measured eddy current impedance data," in *Advanced Computational and Design Techniques in Applied Electromagnetic Systems*, ser. Elsevier Studies in Applied Electromagnetics in Materials, S.-Y. Hahn, Ed. Amsterdam: Elsevier, 1995, vol. 6, pp. 137–140.
- [127] J. Pávó, Z. Badics, H. Komatsu, Y. Matsumoto, S. Kojima, and K. Aoki, "Shape and conductivity reconstruction of cracks in tube specimens using eddy current impedance data," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (III)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, D. Lesselier and A. Razek, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1999, vol. 15, pp. 271–282.
- [128] J. Pávó and S. Gyimóthy, "Design method for optimal database used for inverse problems in ECT," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (VIII)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Sollier, D. Prémel, and D. Lesselier, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2004, vol. 24, pp. 69–76.
- [129] J. Pávó and S. Gyimóthy, "Adaptive inversion database for electromagnetic nondestructive evaluation," *NDT&E International*, vol. 40, no. 3, pp. 192–202, April 2007.
- [130] S. Gyimóthy, A. Vágvölgyi, and I. Sebestyén, "Application of optimally distorted finite elements for field calculation problems of electromagnetism," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, no. 2, pp. 365–368, March 2002.
- [131] S. Gyimóthy and J. Pávó, "Qualification of the inverse problem of defect reconstruction using optimized mesh database," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 24, no. 2, pp. 436–445, 2005.
- [132] S. Gyimóthy, Y. Le Bihan, and J. Pávó, "Optimized database for training neural networks used in non-destructive testing," *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 25, no. 1-4, pp. 717–721, May 2007.

- [133] S. Gyimóthy, J. Pávó, and H. Tsuboi, "Conceptual evaluation of inversion models used for layered structures," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 42, no. 4, pp. 1091–1094, April 2006.
- [134] H. Acikgoz, L. Santandrea, Y. Le Bihan, S. Gyimóthy, J. Pávó, O. Meyer, and L. Pichon, "Optimized database generation for microwave characterization," *IET Science, Measurement & Technology*, 2008, accepted for publication.
- [135] S. Gyimóthy, J. Pávó, I. Kiss, and I. Sebestyén, "Practical criteria for the separability of ECT signals on multiple defects," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 44, no. 6, pp. 1634–1637, June 2008.
- [136] J. Pávó, S. Gyimóthy, I. Kiss, and I. Sebestyén, "Reconstruction of logistic marker codes using spatial deconvolution of NDT signals," in *Proceedings of the 12th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering*, Graz, Austria, 17-20 September 2006, pp. 224–227, (Published on CD, ISBN-10:3-902465-56-5, ISBN-13:978-3-902465-56-6).
- [137] S. Gyimóthy, J. Pávó, I. Kiss, A. Gasparics, Z. Kalincsák, I. Sebestyén, G. Vértesy, J. Takács, and H. Tsuboi, "Electromagnetic reading of laser scribed logistic markers on metallic components," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (X)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, S. Takahashi and H. Kikuchi, Eds. Amsterdam: IOS Press, 2007, vol. 28, pp. 139–146.
- [138] J. Pávó, "Optimisation of the shape of the ferromagnetic core of Fluxset type magnetic field sensors," *ACES: Applied Computational Electromagnetics Society Journal*, vol. 12, pp. 32–37, 1997.
- [139] K. Preis, I. Bárdi, O. Bíró, K. Richter, J. Pávó, A. Gasparics, and I. Ticar, "Numerical simulation and design of a Fluxset sensor by finite element method," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 34, no. 5, pp. 3475–3478, September 1998.
- [140] Vértesy G., Gasparics A. és Pávó J.: Elektromágneses roncsolásmentes anyagvizsgálat nagy érzékenyséű mágnes-tér-mérő szenzor alkalmazásával, *Anyagvizsgálók Lapja*, 15. köt., 2. szám, pp. 46–47, 2005.
- [141] A. Gasparics, C. S. Daróczi, G. Vértesy, and J. Pávó, "Benchmark test on improved ECT probe based on Fluxset sensor," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (III)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, D. Lesselier and A. Razek, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1999, vol. 15, pp. 315–326.
- [142] J. Pávó and A. Gasparics, "Numerical calibration of Fluxset probe for quantitative eddy current testing," in *Proceedings of the 8th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering*, Graz, Austria, September 1998, pp. 387–390.
- [143] A. Gasparics, C. S. Daróczi, G. Vértesy, and J. Pávó, "Improvement of ECT probes based on Fluxset type magnetic field sensor," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (II)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, R. Albanese, G. Rubinacci, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1998, vol. 14, pp. 146–151.
- [144] J. Pávó, A. Gasparics, C. S. Daróczi, and G. Vértesy, "Proposal for benchmark problem qualifying some aspects of the performance of ECT probes," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation (II)*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, R. Albanese, G. Rubinacci, T. Takagi, and S. S. Udpa, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1998, vol. 14, pp. 337–342.

- [145] J. Pávó, A. Gasparics, G. Vértessy, C. S. Daróczi, and K. Miya, "Eddy current testing with Fluxset probe," in *Electromagnetic Nondestructive Evaluation*, ser. Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics, T. Takagi, J. R. Bowler, and Y. Yoshida, Eds. Amsterdam: IOS Press, 1997, vol. 12, pp. 215–222.
- [146] A. Gasparics, G. Vértessy, J. Pávó, and J. Szöllősy, "Non-destructive material evaluation based on Fluxset sensors," in *RTO-MP-AVT-124, Recent Developments in Non-Intrusive Measurement Technology for Military Application on Model- and Full-Scale Vehicles, Papers presented at the RTO Applied Vehicle Technology Panel (AVT) Specialists' Meeting held in Budapest, Hungary*, 25-28 April 2005, pp. 24/1–8.
- [147] G. Vértessy, "Pulse position type fluxgate sensors," in *Encyclopedia of Sensors*, C. A. Grimes, E. C. Dickey, and M. V. Pishko, Eds. Stevenson Ranch, California: American Scientific Publishers, 2006, vol. 8, pp. 367–395.
- [148] Simonyi K.: *Elméleti villamosságtan*, 8. kiadás. Budapest: Tankönyvkiadó, 1981.
- [149] R. F. Harrington, *Time-harmonic electromagnetic fields*. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [150] K. A. Michalski, "Missing boundary conditions of electromagnetics," *Electronics Letters*, vol. 22, no. 17, pp. 921–922, August 1986.
- [151] J. Van Bladel, *Singular electromagnetic fields and sources*. Oxford: Clarendon Press, 1991.
- [152] P. Beltrame, "Modélisation de la perturbation électromagnétique au voisinage d'une fissure mince dans un matériau conducteur. Application au Contrôle Non Destructif par courants de Foucault." Ph.D. dissertation, École Centrale de Lyon, 2003, (in French).
- [153] J. Pávó, "Reconstruction of crack shape in a conducting plate using eddy current measurements," Ph.D. Thesis, Department of Quantum Engineering and Systems Sciences, University of Tokyo, 1994.
- [154] <http://www.kiva.net/~sabbagh/vic3d.html>
- [155] Z. Badics, J. Pávó, Y. Matsumoto, and H. Komatsu, "Forward solution speed-up for 3D eddy current inversion," *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 36, no. 4, pp. 1124–1127, July 2000.
- [156] <http://www.ansys.com/>
- [157] G. Vértessy, A. Gasparics, and Z. Vértessy, "Improving the sensitivity of Fluxset magnetometer by processing of the sensor core," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 333–335, 1999.
- [158] G. Vértessy, A. Gasparics, Z. Vértessy, and E. Tóth-Kádár, "Influence of the core material polishing on the Fluxset sensor's operation," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 762–764, 2000.
- [159] G. Vértessy and A. Gasparics, "Fluxset sensor analysis," *Journal of Electrical Engineering*, pp. 53–55, 2002.
- [160] H. Acikgoz, L. Santandrea, Y. Le Bihan, S. Gyimóthy, J. Pávó, O. Meyer, and L. Pichon, "Generation and use of optimized databases in microwave characterization," in *Proceedings of the IET 7th International Conference on Computation in Electromagnetics CEM*, Brighton, UK, 7-10 April 2008, pp. 58–59, (published on CD, ISBN 978-0-86341-891-4).
- [161] S. Bilicz, "Volumetric flaw model and stochastic inversion in ECT," Master's thesis, BME, Villamosmérnöki és Informatikai Kar, 2008.

- [162] S. Bilicz, E. Vazquez, M. Lambert, S. Gyimóthy, and J. Pávó, “Characterization of a 3D defect using the expected improvement algorithm,” in *Proceedings of the 13th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering, September 21-24, 2008*. Graz, Austria: Graz University of Technology, Austria, 2008, közlésre leadva.
- [163] S. Gyimóthy, I. Kiss, and J. Pávó, “Adaptive sampling technique based on moving meshes for building data-equidistant inversion databases for NDT,” in *Proceedings of the 10th International Workshop on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism (OIPE 2008), 14-17 September, 2008*. Ilmenau, Germany: Ilmenau University of Technology, Ilmenau, Germany, 2008, közlésre leadva.
- [164] Fodor Gy.: *Hálózatok és rendszerek*. Budapest: Műegyetemi kiadó, 2004.
- [165] A. V. Oppenheim, A. S. Willsky, and I. T. Young, *Signals and Systems*. London: Prentice-Hall International, 1983.